

А.В.Шепелев

ОПТИКА

ГОТОВИМСЯ

**К экзаменам,
зачетам,
коллоквиумам**

**Что нужно знать,
чтобы
обязательно
сдать**



Колебания



Волны



Интерференция



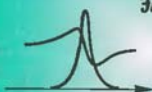
Дифракция



Геометрическая
оптика



Поляризация
света



Электромагнитные
волны
и
вещество



Тепловое
излучение



Фотоэффект
Квантовая
природа
света



УРСС

А.В.Шепелев

ОПТИКА

Издание второе

Допущено Министерством образования
Российской Федерации
в качестве учебного пособия для
студентов высших учебных заведений,
обучающихся по техническим
направлениям и специальностям

Эдиториал УРСС • Москва • 2000



Рецензенты: д-р физ.-мат. наук, проф. Д. Н. Клышко,
д-р физ.-мат. наук, проф. И. С. Клименко;
кафедра общей физики Российского университета Дружбы народов

Шепелев Андрей Валимович

Оптика: Учебное издание / 2-е издание. — М.: Эдиториал УРСС, 2000.
— 80 с.

ISBN 5-8360-0141-3

Небольшая по объему книга, подготовленная профессором А. В. Шепелевым на основе многолетнего опыта преподавания в вузе, охватывает практически всю программу раздела «Оптика» курса общей физики для студентов технических вузов. Каждая тема разбита на большое число параграфов и заканчивается кратким резюме. Это облегчает регулярную работу и позволяет быстро подготовиться к коллоквиумам, зачетам и экзаменам.

Книга предназначена для студентов, а также может использоваться учащимися физико-математических школ.

Группа подготовки издания:

Директор — Доминго Марин Рикой

Заместители директора — Наталья Финигонова, Ирина Максеева

Компьютерный дизайн — Виктор Романов

Верстка — Наталья Бекстова, Михаил Кириллов

Редакционно-коррекционные работы — Елена Кудряшова

Обработка графики — Елена Ефремова

Обработка текста — Валентин Устинов

Техническая поддержка — Анна Шабалина, Наталья Аринчева, Елена Лукьянова

Издательство «Эдиториал УРСС». 113208, г. Москва, ул. Чергановская, д. 2/11, к. п.
Лицензия ЛР № 064418 от 24.01.96 г. Гигиенический сертификат на выпуск книжной
продукции № 77.ФЛ.8.953.ГЛ.270.3.99 от 30.03.99 г. Подписано к печати 23.06.2000 г.
Формат 60×88/16. Тираж 3000 экз. Печ. л. 5. Зак. № 4С

Отпечатано в АОУТ «Политех-4». 129110, г. Москва, ул. Б. Переславская, 46.

Эдиториал УРСС
научная и учебная литература



Тел./факс: 7(095)135-44-23
Тел./факс: 7(095)135-42-46
E-mail: urss@urss.ru
Каталог изданий в Internet: <http://urss.ru>

ISBN 5-8360-0141-3

© А. В. Шепелев, 2000
© Эдиториал УРСС, 2000

Оглавление

Введение	7
Глава 1. Колебания	9
§ 1. Колебания и их спектр	9
§ 2. Сложение колебаний	11
§ 3. Затухающие колебания	12
§ 4. Вынужденные колебания и резонанс	12
Глава 2. Волны	13
§ 1. Плоская волна и ее основные параметры	13
§ 2. Волновой фронт. Сферические волны	15
§ 3. Энергия, переносимая электромагнитной волной	16
§ 4. Спектральное разложение волн	16
§ 5. Шкала электромагнитных волн	17
§ 6. Резюме	18
Глава 3. Интерференция	19
§ 1. Интерференционные максимумы и минимумы	19
§ 2. Понятие о когерентности	21
§ 3. Интерференция двух плоских волн	22
§ 4. Интерференция световых пучков, проходящих через вещество. Оптическая длина пути	23
§ 5. Понятие об интерферометрии	25
§ 6. Интерференция в тонких пленках	26
§ 7. Просветление. Интерференционные фильтры и зеркала	27
§ 8. Резюме	28
Глава 4. Дифракция	30
§ 1. Принципы Гюйгенса—Френеля	31
§ 2. Дифракция Фраунгофера на щели	32
§ 3. Дифракционная решетка	34
§ 4. Понятие о голографии	36
§ 5. Дифракция Френеля на круглом отверстии	37
§ 6. Дифракционная расходимость	39
§ 7. Резюме	40

Глава 5. Геометрическая и волновая оптика	42
§ 1. Понятие луча	42
§ 2. Преломление света	43
§ 3. Плоскопараллельная пластина и призма	44
§ 4. Линза	45
§ 5. Формула линзы	46
§ 6. Фокусировка излучения линзой. Фокус и фокусное расстояние	47
§ 7. Область, в которую фокусируется излучение	48
§ 8. Резюме	48
Глава 6. Поляризация света	50
§ 1. Ориентация векторов электрической напряженности и магнитной индукции электромагнитной волны	50
§ 2. Плоскополяризованный свет. Закон Малюса	50
§ 3. Частично поляризованный свет. Степень поляризации	52
§ 4. Двойное лучепреломление	53
§ 5. Эффект Керра	53
§ 6. Четвертьволновая пластинка. Циркулярнополяризованный свет	54
§ 7. Вращение плоскости поляризации	55
§ 8. Эффект Фарадея	56
§ 9. Резюме	57
Глава 7. Электромагнитные волны и вещество	59
§ 1. Закон Бугера	59
§ 2. Дисперсия показателей поглощения и преломления	60
§ 3. Отражение света от поверхности прозрачных диэлектриков	62
§ 4. Полное внутреннее отражение. Понятие о волоконной оптике	64
§ 5. Отражение света от сильнопоглощающих сред (металлическое отражение)	65
§ 6. Диффузное отражение	66
§ 7. Понятие о цвете	66
§ 8. Резюме	67

Глава 8. Тепловое излучение	68
§ 1. Светимость и поглощательная способность. Черное тело	68
§ 2. Равновесное излучение	69
§ 3. Закон Кирхгофа	70
§ 4. Закон смещения Вина и закон Стефана—Больцмана	71
§ 5. Закон излучения Планка	72
§ 6. Резюме	73
Глава 9. Фотоэффект и квантовая природа света	75
§ 1. Законы фотоэффекта	75
§ 2. Уравнение Эйнштейна	76
§ 3. Энергия и импульс фотона	77
§ 4. Фотоны и электромагнитные волны	77

ВВЕДЕНИЕ

Оптику можно определить как науку о распространении света и его взаимодействии с веществом. Установлено, что свет есть проявление одного из фундаментальных взаимодействий — электромагнитного взаимодействия.

К середине XVII века считалось, что распространение света полностью определяется законами геометрической оптики. Эти законы коротко можно сформулировать в следующем виде:

1. В однородной среде свет распространяется прямолинейно. Линия, по которой распространяется свет, называется лучом. Световым лучом называют также узкий пучок света.

2. Световые лучи при пересечении не возмущают друг друга, т. е. распространяются независимо.

3. При переходе из одной среды в другую (рис. 1) луч преломляется, и угол преломления $\varphi_{\text{прел}}$ связан с углом падения $\varphi_{\text{пад}}$ соотношением, которое называют законом Снеллиуса:

$$n_1 \sin \varphi_{\text{пад}} = n_2 \sin \varphi_{\text{прел}}.$$

Величина n называется показателем преломления вещества.

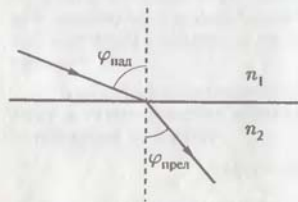


Рис. 1

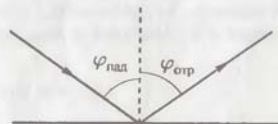


Рис. 2

4. При отражении света от зеркальной поверхности угол падения равен по величине углу отражения (рис. 2):

$$\varphi_{\text{пад}} = \varphi_{\text{отр}}.$$

Отраженный и преломленный лучи лежат в плоскости падения, которой называется плоскость, проведенная через падающий луч и нормаль к поверхности.

Законы геометрической оптики практически исчерпывающе (за исключением вопроса о предельном разрешении) позволяют рассчитывать такие достаточно сложные оптические приборы, как микроскоп, телескоп и т. д.

Однако к концу XVII века стало ясно, что законы геометрической оптики не могут объяснить некоторые обнаруженные к тому времени явления, в первую очередь двулучепреломление и дифракцию. Эти явления удалось понять, предположив, что свет представляет собой волну. Представление о свете как о волне оказалось чрезвычайно плодотворным, позволив объяснить громадное количество экспериментальных фактов и предсказать новые. При этом выяснилось, что геометрическая оптика является предельным случаем волновой оптики. Во второй половине XIX века стало ясно, что свет является одним из проявлений электромагнетизма.

В дальнейшем было обнаружено, что некоторые оптические явления находятся в противоречии и с волновой моделью света. Исчерпывающее объяснение всех оптических явлений заключается в себе квантовая электродинамика — раздел физики, разработанный в последние десятилетия. Квантовая электродинамика является весьма сложной, и в этом курсе квантовые представления о свете будут рассматриваться очень кратко и на самом простом уровне.

Волновые процессы очень близки к колебаниям. Поэтому перед изучением волновой оптики необходимо вспомнить основные закономерности колебательных процессов.

Глава 1

КОЛЕБАНИЯ

§1. Колебания и их спектр

Колебательные процессы — это процессы, характеризующиеся определенной степенью повторяемости во времени. К колебаниям можно отнести биение сердца, движение планет вокруг Солнца, изменение электрического напряжения в розетке и т. д.

Простейшим типом колебаний являются периодические колебания. При этом некоторая величина E есть периодическая функция времени t (рис. 3). Периодом колебаний T называется минимальное время, при котором $E(t) = E(t + T)$ для любого момента времени t . Частотой колебаний (точнее, круговой частотой) называется величина $\omega = \frac{2\pi}{T}$.

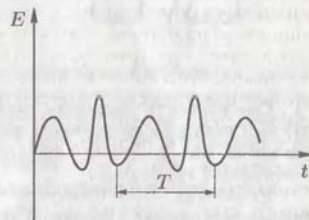


Рис. 3

Важнейшим частным случаем периодических колебаний являются гармонические колебания, когда величина E изменяется со временем по закону

$$E(t) = E_0 \sin(\omega t + \varphi_0).$$

E_0 и φ_0 называются соответственно амплитудой и начальной фазой колебаний; выражение, стоящее под знаком синуса (в данном случае $\omega t + \varphi_0$), — фазой.

В математике доказывается, что любое негармоническое периодическое колебание можно представить в виде суммы гармонических колебаний с частотами, кратными частоте ω :

$$E(t) = a + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin(n\omega t + \varphi_n).$$

Например, изображенное графически на рис. 4 колебание с периодом, численно равным 2π , есть следующая сумма

$$\frac{4}{\pi} \sin t + \frac{4}{3\pi} \sin 3t + \frac{4}{5\pi} \sin 5t + \dots$$

Каждое из слагаемых этой суммы называется гармоникой. В данном примере $\frac{4}{\pi} \sin t$ — первая гармоника, $\frac{4}{5\pi} \sin 5t$ — пятая и т. д. Амплитуды всех гармоник с четными номерами в приведенном примере равны нулю.

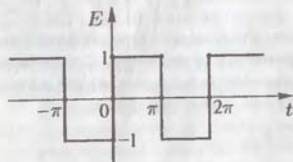


Рис. 4

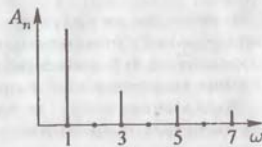


Рис. 5

Совокупность гармоник колебания представляет собой его спектр. Спектр рассмотренного выше колебания графически представлен на рис. 5. Длина каждого отрезка равна амплитуде соответствующей гармонике.

Колебания, отличающиеся от периодических, тоже можно разложить в спектр. На рис. 6 и 7 представлены соответственно спектры почти периодического и сильно непериодического колебаний.

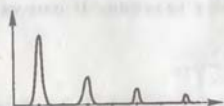


Рис. 6



Рис. 7

Зная, как изменяется со временем колеблющаяся величина, можно однозначно определить ее спектр. Верно и обратное: зная спектр, можно однозначно восстановить колебание*. Поэтому если изменить спектр, то изменится и колебание. Пусть, например,

* Раздел математики, устанавливающий правила определения спектра колебаний и нахождения колебаний по их спектру, называется анализом Фурье.

электрическое колебание со спектром, изображенным на рис. 5, проходит через электронную систему, которая пропускает колебания только в диапазоне частот от 0,5 до 6 (рис. 8). После прохождения через электронную систему спектр «обрежется» и будет иметь вид, представленный на рис. 9. Таким образом, колебание на выходе (рис. 10) будет отличаться от исходного (рис. 4).

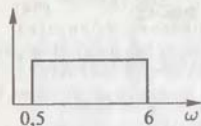


Рис. 8

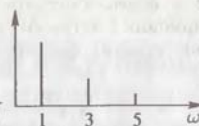


Рис. 9

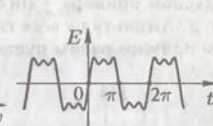


Рис. 10

§ 2. Сложение колебаний

Если накладываются два гармонических колебания одной частоты, то результирующее колебание, являющееся их суммой, тоже будет гармоническим колебанием с той же частотой. Рассмотрим для простоты сложение колебаний с одинаковой амплитудой. Результирующее колебание есть сумма

$$E_1(t) + E_2(t) = E_0 \sin(\omega t + \varphi_1) + E_0 \sin(\omega t + \varphi_2).$$

Проведя тригонометрические преобразования получим, что эта сумма равна

$$E(t) = E_0 \sqrt{2} \cdot \sqrt{1 + \cos(\varphi_1 - \varphi_2)} \cdot \sin(\omega t + \vartheta),$$

где начальная фаза ϑ результирующего колебания зависит от начальных фаз исходных колебаний:

$$\vartheta = \arctg \frac{\sin \varphi_1 + \sin \varphi_2}{\cos \varphi_1 + \cos \varphi_2}.$$

Амплитуда результирующего колебания равна

$$E_0 \sqrt{2} \cdot \sqrt{1 + \cos(\varphi_1 - \varphi_2)}.$$

Из этой формулы следует, что амплитуда результирующего колебания равна нулю (исходные колебания, складываясь, взаимно уничтожают друг друга), если $\cos(\varphi_1 - \varphi_2) = -1$. Для этого необходимо, чтобы разность начальных фаз $\varphi_1 - \varphi_2$ равнялась $\pm\pi, \pm 3\pi, \dots$, т. е. нечетному числу π (рис. 11). Про такие колебания говорят, что они происходят в противофазе.

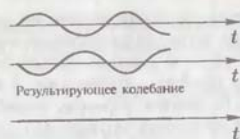


Рис. 11



Рис. 12

Если же разность начальных фаз равна нулю либо четному числу π (колебания происходят в фазе), то амплитуда результирующего колебания вдвое превышает амплитуду каждого из исходных (рис. 12).

§3. Затухающие колебания

Такие колебания возникают, если энергия колебательного движения со временем уменьшается. Наиболее простым и важным видом затухающих колебаний являются линейные затухающие колебания (рис. 13), когда колеблющаяся величина изменяется со временем по закону

$$E(t) = E_0 e^{-\beta t} \sin(\omega t + \varphi_0).$$

Величину $E_0 e^{-\beta t}$ можно рассматривать как амплитуду колебаний, которая уменьшается со временем по экспоненциальному закону. Такое представление является разумным, если за один период колебаний уменьшение амплитуды пренебрежимо мало, т. е. если коэффициент затухания $\beta \ll \frac{1}{T}$.

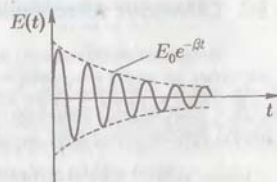


Рис. 13

§4. Вынужденные колебания и резонанс

Вынужденными колебаниями называются колебания, исходящие под действием внешнего периодического воздействия. В установившемся режиме колебания системы происходят с частотой этого воздействия. Если частота внешнего воздействия близка к собственной частоте системы, амплитуда вынужденных колебаний сильно возрастает. Это явление называется резонансом.

Глава 2

ВОЛНЫ

§1. Плоская волна и ее основные параметры

Волну можно определить как изменение некоторой величины, способное перемещаться в пространстве, либо колебаться внутри ограниченной области пространства. Наглядный пример — волна, бегущая по поверхности воды.

Простейшим типом волны является однородная плоская волна, когда величина E зависит от пространственной координаты x и времени t по закону

$$E(t) = F\left(t - \frac{x}{v}\right),$$

где F — произвольная функция, v — параметр, смысл которого будет выяснен ниже.

Так же как любое колебание может быть разложено на гармоники, любая плоская волна может быть представлена в виде суммы гармонических плоских волн, т. е. волн вида

$$E(x, t) = E_0 \sin\left[\omega\left(t - \frac{x}{v}\right) + \varphi_0\right]$$

(практически только такие волны мы и будем изучать). По аналогии с колебательными процессами, величина E_0 называется амплитудой волны, ω — частотой, φ_0 — начальной фазой, а стоящее в квадратных скобках выражение — фазой. В конце параграфа формула, определяющая гармоническую плоскую волну, будет записана в другом виде, который является более употребительным.

Рассмотрим, что представляет собой такая волна в произвольной, но фиксированной точке x_0 в любой момент времени t . Выражение для волны приобретает вид

$$E(x_0, t) = E_0 \sin(\omega t + \Phi),$$

где $\Phi = \varphi_0 - \frac{\omega}{v} x_0$ — не зависящая от времени величина, которую можно рассматривать как некоторую начальную фазу. Это обычное гармоническое колебание, т. е. в точке x_0 величина E колеблется

со временем по синусоидальному закону (рис. 14). Периодом колебаний является минимальное значение времени T , при котором $E(x_0, t+T) = E(x_0, t)$. Подставляя в это определение выражение для волны в фиксированной точке x_0 , получаем:

$$E_0 \sin(\omega t + \omega T + \Phi) = E_0 \sin(\omega t + \Phi).$$

Период функции \sin равен 2π , следовательно последнее равенство выполняется, если $\omega T = 2\pi$, откуда выражаем период волны T через частоту ω :

$$T = \frac{2\pi}{\omega}.$$

Как и следовало ожидать, связь между периодом и частотой волны точно такая же, как и для колебаний.

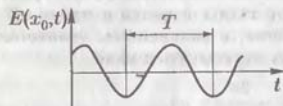


Рис. 14

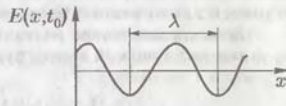


Рис. 15

Рассмотрим теперь волну при всевозможных значениях координаты x в фиксированный момент времени t_0 , т. е. как бы фотографию волны (рис. 15). Уравнение волны приобретает вид

$$E(x, t_0) = E_0 \sin\left(-\frac{\omega}{v}x + \Psi\right),$$

где $\Psi = \omega t_0 + \varphi$ — константа, не зависящая от координаты. Эта функция периодически изменяется в пространстве; найдем ее пространственный период λ , т. е. минимальное смещение, при котором

$$E(x + \lambda, t_0) = E(x, t_0).$$

Аналогично предыдущему, величина λ должна быть такой, чтобы фазы, соответствующие координатам x и $x + \lambda$, отличались на 2π :

$$\left[-\frac{\omega}{v}x + \Psi\right] - \left[-\frac{\omega}{v}(x + \lambda) + \Psi\right] = 2\pi,$$

откуда $\frac{\omega}{v}\lambda = 2\pi$. Величина λ называется длиной волны. Учитывая связь между периодом и частотой, это соотношение можно записать и в другой, эквивалентной форме: $Tv = \lambda$.

Скорость волны можно вычислить следующим образом. Пусть наблюдатель движется параллельно волне. Естественно предположить, что скорость наблюдателя равна скорости волны, если волна

кажется наблюдателю неподвижной, т. е. не изменяющейся со временем. Это значит, что фаза волны $t - \frac{x}{v}$ не изменяется со временем, следовательно производная фазы по времени равна нулю:

$$\frac{d\left(t - \frac{x}{v}\right)}{dt} = \frac{dt}{dt} - \frac{1}{v} \frac{dx}{dt} = 1 - \frac{1}{v} \frac{dx}{dt} = 0,$$

откуда $\frac{dx}{dt} = v$. Но $\frac{dx}{dt}$ — это скорость наблюдателя, совпадающая со скоростью волны. Следовательно, параметр v является скоростью волны*.

Выше мы получили, что длина волны λ , скорость v и частота ω не являются независимыми друг от друга величинами, так как связаны соотношением $\frac{\omega}{v}\lambda = 2\pi$. Если скорость гармонической волны изменяется, например при попадании волны в другую среду, изменяется длина волны. Частота же волны остается неизменной.

Учитывая последнее соотношение, в дальнейшем уравнение гармонической плоской волны будем записывать в виде

$$E(x, t) = E_0 \sin\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}x + \varphi\right).$$

§ 2. Волновой фронт. Сферические волны

При распространении волны можно указать геометрическое место точек, в которых фаза волны имеет одно и то же значение. Это геометрическое место точек называется фронтом волны (иногда его называют поверхностью равной фазы либо волновой поверхностью). Очевидно, что волновым фронтом плоской волны является любая плоскость, перпендикулярная оси x , вдоль которой распространяется плоская волна.

Если источник, испускающий волну, можно считать точечным, и скорость волны не зависит от направления ее распространения, то волновой фронт волны представляет собой сферическую поверхность с центром в источнике. Такая волна называется сферической и ее уравнение записывается в виде

$$E = \frac{E_0}{r} \sin\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}r + \varphi_0\right),$$

где r — расстояние от источника. Амплитуда сферической волны, равная $\frac{E_0}{r}$, обратно пропорциональна расстоянию от источника.

* Эта величина называется фазовой скоростью. Существует еще и групповая скорость волны, которая в дальнейшем рассматриваться не будет.

§3. Энергия, переносимая электромагнитной волной

Электромагнитная волна представляет собой распространяющиеся в пространстве возмущения электромагнитного поля. Электромагнитное поле обладает энергией, следовательно волна переносит определенную энергию. Из уравнений Максвелла следует, что интенсивность I волны (средняя по времени плотность потока энергии) пропорциональна квадрату ее амплитуды:

$$I \sim E^2.$$

Поток энергии через поверхность S — это мощность излучения, переносимая волной через эту поверхность. Поток связан с интенсивностью волны соотношением

$$\Phi = \int_S I dS.$$

Если интенсивность во всех точках поверхности одинакова, то эта формула упрощается и приобретает вид

$$\Phi = I \cdot S,$$

где S — площадь поверхности. Очевидно, что переносимая волной через поверхность S за время τ энергия равна интегралу от потока по времени:

$$W = \int_0^{\tau} \Phi dt.$$

§4. Спектральное разложение волн

Волна, имеющая строго определенное значение частоты ω , называется монохроматической. В действительности волна, создаваемая любым реальным источником, никогда не бывает строго монохроматической; такую волну можно представить как сумму монохроматических волн с различными частотами (или, что фактически то же самое, с различными длинами волн). Совокупность гармонических волн, на которые может быть разложена волна, называется ее спектром. Строго говоря, всякая реальная волна имеет непрерывный спектр, подобно изображенному на рис. 6, 7. В оптике обычно рассматривают энергетический спектр. В этом случае по оси абсцисс откладывают длину волны или частоту, а по оси ординат —

величину, характеризующую спектральную плотность какого-либо энергетического параметра волны, например спектральную плотность интенсивности I_λ . Суммарная интенсивность всех гармоник, на которые разлагается данная волна, в диапазоне длин волн от λ_1 до λ_2 равна интегралу от спектральной плотности интенсивности:

$$\Delta I_{\lambda_1 \div \lambda_2} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_\lambda d\lambda.$$

Интенсивность волны (полная интенсивность) равна интегралу от спектральной интенсивности по всем длинам волн, т. е. от нуля до бесконечности:

$$I = \int_0^{\infty} I_\lambda d\lambda.$$

§5. Шкала электромагнитных волн

Электромагнитное излучение с длинами волн от 380 до 760 нанометров непосредственно воспринимается человеческим глазом и называется видимым светом. В зависимости от длины волны видимый свет воспринимается по-разному:

Цвет	Область длин волн, нм
фиолетовый	380–430
синий	430–482
зеленовато-синий	482–493
синевато-зеленый	493–498
зеленый	498–530
желтовато-зеленый	530–558
желто-зеленый	558–570
зеленовато-желтый	570–575
желтый	575–580
желтовато-оранжевый	580–586
оранжевый	586–596
красно-оранжевый	596–620
красный	620–760

Электромагнитное излучение с длинами волн, лежащими вне области 380–760 нм, глазом не воспринимается и относится к соседующим диапазонам (границы между ними условны):

Название диапазона	Область длин волн
гамма-излучение	менее 10^{-2} нм
рентгеновское излучение	10^{-2} –10 нм
ультрафиолетовое излучение	10–380 нм
инфракрасное излучение	760 нм – 1 мм
радиоволны	более 1 мм

§6. Резюме

Волну можно определить как изменение некоторой величины, способное перемещаться в пространстве. Простейшей волной является гармоническая плоская волна:

$$E(x, t) = E_0 \sin \left[\omega \left(t - \frac{x}{v} \right) + \varphi_0 \right].$$

Величина E_0 называется амплитудой волны, ω — частотой, φ_0 — начальной фазой, а стоящее в квадратных скобках выражение — фазой. Параметр v имеет смысл скорости волны. Период волны T равен $\frac{2\pi}{\omega}$; длина волны λ связана со скоростью волны v и частотой: $\frac{v}{\omega} \lambda = 2\pi$. Учитывая это соотношение, выражение для плоской волны можно переписать в виде

$$E(x, t) = E_0 \sin \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x + \varphi \right).$$

Волновой фронт волны — это геометрическое место точек, в которых фаза волны имеет одно и то же значение. Волновым фронтом плоской волны является любая плоскость, перпендикулярная оси x , вдоль которой распространяется плоская волна. Волновой фронт сферической волны представляет собой сферическую поверхность с центром в источнике.

Волна переносит энергию. Поток энергии волны через некоторую поверхность называется мощностью, переносимая через эту поверхность; интенсивностью волны I — плотность потока. Интенсивность в данной точке пропорциональна квадрату амплитуды волны в этой точке и связана с потоком соотношением

$$\Phi = \int_S I dS.$$

Глава 3

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ

§1. Интерференционные максимумы и минимумы

Интерференцию коротко можно определить как взаимное ослабление или усиление волн при их наложении. Это явление присуще всем волновым процессам. Слово «интерференция» происходит от латинских слов *inter* *ferio* — взаимно поражаю.

Суть интерференции можно понять, рассматривая наложение двух плоских гармонических волн (рис. 16). Пусть в точку M из точек A и B приходят две волны с одинаковой амплитудой и частотой. Каждая волна по отдельности приводит к возникновению в точке M колебаний, соответственно описываемых уравнениями

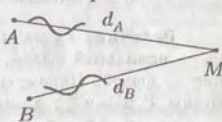


Рис. 16

$$E_{AM}(t) = E \sin \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} d_A + \varphi_A \right),$$

$$E_{BM}(t) = E \sin \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} d_B + \varphi_B \right).$$

Здесь d_A, d_B — расстояния от точек A и B до точки M , φ_A и φ_B — начальные фазы.

По принципу суперпозиции*, результирующее колебание в точке M есть сумма двух этих колебаний**:

$$\begin{aligned} E_M(t) &= E_{AM}(t) + E_{BM}(t) = \\ &= E\sqrt{2} \sqrt{1 + \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} (d_A - d_B) + \varphi_B - \varphi_A \right]} \sin (\omega t + \Psi) \end{aligned}$$

* Этот принцип справедлив в большинстве случаев, но отнюдь не всегда. Отклонения в оптике от принципа суперпозиции, изучаемые нелинейной оптикой, рассматриваться не будут.

** Напряженность поля световых волн E — векторная величина, и при сложении колебаний это нужно учитывать. Такой учет будет делаться в главе Поляризация света.

(см. выше параграф Сложение колебаний). Множитель

$$E\sqrt{2} \sqrt{1 + \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} (d_A - d_B) + \varphi_B - \varphi_A \right]}$$

является амплитудой возникающего в точке M результирующего колебания.

В зависимости от положения точки M результирующая амплитуда может принимать разные значения, так как различные значения будут иметь разность хода $d_A - d_B$. Очевидно, что амплитуда результирующего колебания равна нулю, если

$$\cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} (d_A - d_B) + \varphi_B - \varphi_A \right] = -1,$$

т. е. если разность фаз складывающихся в точке M волн равна нечетному числу π :

$$\frac{2\pi}{\lambda} (d_A - d_B) + \varphi_B - \varphi_A = \pi + 2m\pi = \pi(1 + 2m),$$

где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ — целое число. Это условие называется условием интерференционных минимумов. В том случае, когда начальные фазы двух волн равны ($\varphi_A = \varphi_B$), условие интерференционных минимумов упрощается и приобретает вид:

$$\Delta d = d_A - d_B = \frac{\lambda}{2} + m\lambda = \frac{\lambda}{2} (1 + 2m)$$

— результирующая амплитуда равна нулю, если разность хода равна нечетному числу полуволин.

Совершенно аналогично можно показать, что амплитуда результирующего колебания принимает максимальное значение, если разность фаз интерферирующих волн равна четному числу π :

$$\frac{2\pi}{\lambda} (d_A - d_B) + \varphi_B - \varphi_A = 2\pi m$$

(условие интерференционных максимумов). Если же начальные фазы совпадают, условие интерференционных максимумов также упрощается:

$$\Delta d = d_A - d_B = m\lambda$$

— амплитуда результирующего колебания максимальна, если разность хода равна целому числу длин волн.

Если две интерферирующие волны имеют разные амплитуды, то минимальная амплитуда результирующей волны равна разности их амплитуд, а максимальная — сумме.

§ 2. Понятие о когерентности

Почему на практике при освещении поверхности излучением двух источников интерференционные минимумы и максимумы обычно не наблюдаются? Это можно понять из того, что приведенные выше условия минимумов и максимумов справедливы лишь при наложении двух волн с совпадающими частотами. Если же частоты отличаются друг от друга ($\Delta\omega \neq 0$), то разность фаз интерферирующих волн зависит от времени, следовательно амплитуда результирующего колебания в каждой точке пространства изменяется со временем от минимального до максимального значения. Время, за которое происходит одно такое изменение, порядка $\pi \cdot |\Delta\omega|^{-1}$, а частота световых волн около 10^{15} рад/с. Поэтому при отличии частот волн всего на одну миллионную, амплитуда результирующего колебания изменяется миллиарды раз в секунду, и глазом воспринимается как усредненная по времени величина. Такая усредненная по времени амплитуда отлична от нуля во всех точках, значит волны нигде не гасят друг друга, т. е. интерференция не наблюдается.

Волны, способные интерферировать, называются когерентными, и совпадение частот является необходимым, но недостаточным условием их когерентности. Очевидно, что когерентными являются, в частности, две одинаковые волны. Поэтому в оптике для получения интерференции используют очень удобный прием получения двух когерентных волн — деление исходной волны на две части.

Взаимную когерентность двух волн характеризуют параметром, называемым степенью когерентности. Для абсолютно когерентных волн он равен единице, для полностью некогерентных — нулю.

Можно показать, что при наложении двух полностью некогерентных волн усредненная по времени амплитуда равна корню квадратному из суммы квадратов амплитуд каждой волны. Это значит, что интенсивности таких волн складываются, так как интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды. Поэтому освещенность поверхности, на которую падает излучение двух обычных (некогерентных) источников света, равна сумме освещенностей, создаваемых каждым из них.

Для непосредственного, «в чистом виде», наблюдения интерференции от обычных источников света требуется использовать специальные способы. Это ни в коей мере не означает, что интерференция света является экзотическим явлением. Именно в конечном счете интерференцией объясняются законы распространения света,

частным случаем которых являются привычные законы геометрической оптики. (Подробнее этот вопрос будет рассмотрен в главе Дифракция.)

§3. Интерференция двух плоских волн

Рассмотрим, что будет видно на экране, на который падают две плоские одинаковые волны, идущие под малым углом друг к другу (рис. 17).

Пусть экран совпадает с волновым фронтом первой волны. Будем для простоты считать, что в точке L экрана обе волны имеют одинаковую фазу. Как показано в параграфе Интерференционные максимумы и минимумы, в точке L при этом возникает интерференционный максимум. В точке M фаза первой волны имеет то же значение, что и в точке L , а фаза второй волны другая, так как до точки M вторая волна проходит дополнительное расстояние d_M . Если $d_M = \frac{\lambda}{2}$, то волны 1 и 2 гасят друг друга, и в точке M наблюдается интерференционный минимум. В точке N , для которой $d_N = \lambda$, волны вновь образуют интерференционный максимум и так далее. Таким образом, при интерференции двух плоских волн на экране наблюдаются чередующиеся минимумы и максимумы, т.е. светлые и темные полосы.

Вычислим расстояние между соседними светлыми (или темными) полосами. Так как угол α между волновыми фронтами такой же, как и между волновыми пучками, расстояние между точками N и L , в которых наблюдаются соседние максимумы, равно

$$\Delta = \frac{d_N}{\alpha},$$

откуда $\Delta = \frac{\lambda}{\alpha}$ (угол α считается малым). Для наблюдения интерференционных полос разработаны специальные схемы, так как угол α должен иметь очень маленькое значение*, и, конечно, волны должны быть когерентными.

* Например для зеленого света, т.е. при $\lambda = 5 \cdot 10^{-7}$ м, при $\alpha = 0,5^\circ$ расстояние между полосами $\Delta = 0,06$ мм и невооруженным глазом они практически не видны.

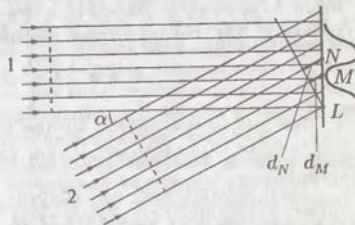


Рис. 17

В схеме Юнга (рис. 18) свет от точечного источника O освещает отверстия 1 и 2, находящиеся на расстоянии l друг от друга. Исходящие от этих отверстий волны освещают расположенный на расстоянии L от них экран, на котором возникают интерференционные минимумы и максимумы. Расстояние между соседними максимумами равно

$$\Delta = \frac{\lambda}{\alpha} = \frac{\lambda}{\frac{l}{L}} = \frac{\lambda L}{l},$$

так при удаленном экране можно считать, что на него падают практически параллельные пучки, идущие под углом $\alpha = \frac{l}{L}$ друг к другу.

Для наблюдения интерференции от нелазерных источников света удобно использовать бипризму Френеля — стеклянную призму, угол β при вершине которой близок к 180° (рис. 19). Свет от источника O , падая на верхнюю и нижнюю половины бипризмы и преломляясь в них, образует два пересекающихся на экране пучка. Можно считать, что источниками каждого из этих пучков являются два мнимых изображения O_1 и O_2 действительного источника O . Очевидно, что как и в схеме Юнга, расстояние между наблюдаемыми на экране интерференционными максимумами равно

$$\Delta = \frac{\lambda}{\alpha} = \frac{\lambda}{\frac{l}{L}} = \frac{\lambda L}{l}.$$

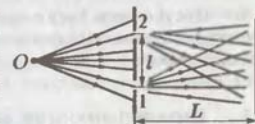


Рис. 18

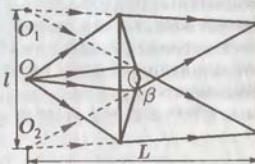


Рис. 19

§4. Интерференция световых пучков, проходящих через вещество. Оптическая длина пути

Условия интерференции волн изменяются, если одна из волн проходит через слой вещества. Это объясняется отличием скорости света в веществе от его скорости в вакууме, что приводит к изменению разности фаз между интерферирующими волнами.

Пусть волны 1 и 2 с одинаковыми начальными фазами, равными нулю, проходят одинаковое расстояние d до точки M (рис. 20). В этой точке будет наблюдаться интерференционный максимум, так как фазы прошедших в нее волн совпадают.

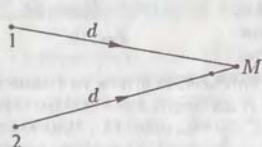


Рис. 20

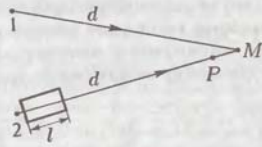


Рис. 21

Если же на пути второй волны поместить слой прозрачного вещества толщиной l (рис. 21), то из-за уменьшения скорости света в веществе, к тому моменту, когда волна 1 от первого источника распространится до точки M , волна 2 дойдет лишь до точки P . Поэтому в точке M фазы интерферирующих волн будут уже не равны друг другу.

Фаза волны 1 в точке M равна

$$\omega\left(t - \frac{d}{c}\right),$$

а фаза волны 2 в точке M определяется расстоянием l , которое волна проходит со скоростью v , и расстоянием $d - l$, которое она проходит со скоростью c :

$$\omega\left[t - \left(\frac{d-l}{c} + \frac{l}{v}\right)\right].$$

Преобразуем последнее выражение, используя понятие показателя преломления вещества $n = \frac{c}{v}$ (отношение скорости света в вакууме к скорости света в среде):

$$\omega\left[t - \left(\frac{d-l}{c} + \frac{l}{v}\right)\right] = \omega\left[t - \left(\frac{d-l}{c} + \frac{l \cdot n}{c}\right)\right] = \omega\left[t - \frac{d-l+nl}{c}\right].$$

Итак, фаза проходящей через слой вещества волны 2 имеет в точке M точно такое же значение, как если бы волна прошла в вакууме расстояние $d - l + nl$. Это то расстояние, на которое она распространилась бы в вакууме за время, за которое она проходит от точки 2 до точки M . Данная величина называется оптической длиной пути, и именно она определяет фазу волны в точке M .

Делая очевидное обобщение, получаем, что оптическая длина пути равна $\sum l_k n_k$, где l_k — толщина k -го слоя вещества, n_k — показатель преломления этого слоя. Конечно, для вакуума $n = 1$ и оптическая длина пути совпадает с пройденным волной расстоянием.

§ 5. Понятие об интерферометрии

Явление интерференции используется для проведения очень точных измерений размеров, показателей преломления, оптических неоднородностей, качества поверхностей и т. п. Проведение таких измерений называется интерферометрией, а используемые для этого приборы — интерферометрами.

В качестве примера рассмотрим работу двухлучевого* интерферометра Маха—Цендера (рис. 22), состоящего из двух обычных (2 и 3) и двух полупрозрачных (1 и 4) зеркал. Плоскопараллельный пучок монохроматического света, падая на полупрозрачное зеркало 1, разбивается на пучки I и II, которые затем сходятся на экране, на котором возникает интерференционная картина. Пучки имеют плоские волновые фронты, поэтому эта картина представляет собой параллельные полосы, если пучки сходятся на экране под неравным углом, либо равномерно освещенное поле, если угол между ними равен нулю.

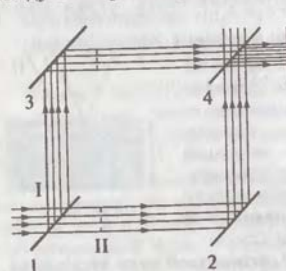


Рис. 22

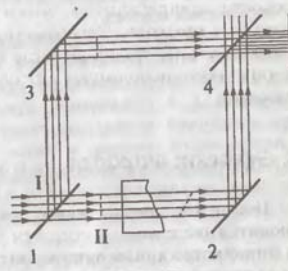


Рис. 23

Внесем в одно из плеч интерферометра (рис. 23) прозрачный объект, проходя через который различные части пучка II приобретают различную разность хода. После прохождения объекта

* Многолучевые интерферометры, применяемые в основном для точных измерений спектрального состава света, рассматриваться не будут.

волновой фронт пучка II будет уже другим, и интерференционная картина изменится. По изменению интерференционной картины в каждой точке можно определить, как изменяется оптическая длина пути при прохождении светом различных участков объекта. Отсюда, если показатель преломления объекта известен, можно найти профиль изменения толщины объекта; если же точно известна толщина объекта, то можно определить его показатель преломления.

Интерферометрические методы обладают чрезвычайно высокой чувствительностью. Так, с помощью интерферометра среднего качества можно фиксировать изменения оптической длины пути порядка $5 \cdot 10^{-8}$ м, что соответствует цепочке, составленной всего из примерно тысячи атомов.

Разработанные в последнее время голографические методы сильно расширили возможности интерферометрии, позволив с высокой точностью исследовать непрозрачные, движущиеся с высокой скоростью объекты.

§6. Интерференция в тонких пленках

Тонкие пленки (например стенки мыльных пузырей или масляные пленки на воде), освещенные белым светом, кажутся окрашенными. Это объясняется интерференцией света, отраженного от поверхностей пленки.

Рассмотрим для простоты почти нормальное падение монохроматической волны из вакуума на плоскопараллельную пленку, толщина которой l и показатель преломления n . Часть падающей волны отражается от передней поверхности пленки, а часть — от задней (рис. 24). Отраженные волны I и II интерферируют (в очень удаленной точке), и в зависимости от разности фаз между ними усиливают или ослабляют друг друга.

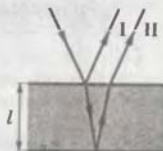


Рис. 24

Оптическая длина пути волны II, возникшей из-за отражения света от задней поверхности, на $2nl$ превышает оптическую длину пути волны I. Кроме того, при отражении света от передней поверхности фаза волны скачком изменяется на $-\pi$ по сравнению с фазой падающей волны*, что эквивалентно появлению дополнительной

* Это верно, если показатель преломления пленки больше показателя преломления граничащей с ней среды; при отражении от задней поверхности такого скачка не происходит. Доказательство следует из граничных условий и здесь не приводится.

отрицательной оптической длины пути $-\frac{\lambda}{2}$ (потере полуволны). В результате разность оптических длин путей между волнами II и I равна

$$\Delta = 2nl - \left(-\frac{\lambda}{2}\right) = 2nl + \frac{\lambda}{2}.$$

Если $\Delta = \frac{\lambda}{2}(2m+1)$, т. е. разность оптических длин путей составляет нечетное число полуволн, то волны I и II гасят друг друга и можно считать, что свет от пленки не отражается. Если же $\Delta = m\lambda$ (оптические длины путей отличаются на целое число длин волн), то волны I и II усиливают друг друга и отражение максимально.

В состав белого света входит излучение с разными значениями длин волн, и итоговое отражение от пленки различных компонент белого света будет различным. Например, для волны, цвет которой воспринимается как синий, отражение может быть больше, чем для волны, соответствующей красной области спектра. В результате состав отраженного света будет отличаться от состава падающего, и пленка будет казаться окрашенной. Цвет пленки зависит от ее толщины, показателя преломления и угла падения излучения на нее.

§7. Просветление.

Интерференционные фильтры и зеркала

Можно отметить два важных случая интерференции света в тонких пленках, нашедших широкое практическое применение. Первый из них используется для так называемого просветления оптики.

При падении света на прозрачный диэлектрик, к которому относится и стекло, несколько процентов света отражается от каждой поверхности (см. главу Электромагнитные волны и вещество). Если оптический прибор (бинокль и т. п.) содержит несколько оптических деталей, суммарные потери на отражение могут составить десятки процентов. Для уменьшения этих потерь поверхности оптических деталей покрывают тонкими пленками, толщины и показатели преломления которых подобраны так, чтобы минимизировать отражение. При использовании только одной пленки это можно сделать лишь для излучения с одной длиной волны (обычно это делают для $\lambda = 550$ нм, так как на этой длине волны чувствительность человеческого глаза максимальна), поэтому поверхность

с нанесенным на нее просветляющим покрытием кажется слегка окрашенной в красно-фиолетовый цвет.

Интерференция в слоистых диэлектрических структурах используется для создания интерференционных фильтров и зеркал. Несколько диэлектрических слоев, нанесенных друг на друга и обладающих необходимыми значениями толщины и показателя преломления, способны обеспечить практически любое заданное спектральное распределение отражения либо пропускания. Недостатком таких устройств является зависимость спектральных характеристик от угла падения излучения.

§ 8. Резюме

Интерференцией называется взаимное усиление или ослабление волн при их наложении. Интерферировать способны только когерентные волны.

Интерференционный максимум возникает в некоторой точке в том случае, когда разность фаз приходящих в эту точку волн составляет четное число π :

$$\Delta\Phi = 2m\pi,$$

где m — целое число. Если же начальные фазы волн равны, условие интерференционных максимумов может быть записано в виде

$$\Delta d = m\lambda$$

— разность оптических длин путей интерферирующих волн должна составлять целое число длин волн.

Интерференционные минимумы образуются, если разность фаз составляет нечетное число π :

$$\Delta\Phi = \pi + 2m\pi.$$

При равенстве начальных фаз условие интерференционных минимумов можно записать как

$$\Delta d = \frac{\lambda}{2} (2m + 1)$$

— разность оптических длин путей составляет нечетное число половин.

Оптической длиной пути называется сумма

$$\sum l_k n_k,$$

где l_k — толщина k -го слоя вещества, n_k — его показатель преломления.

При интерференции двух плоских волновых пучков на экране образуются интерференционные максимумы и минимумы. Расстояние между соседними максимумами (или минимумами) равно

$$\Delta = \frac{\lambda}{\alpha},$$

где λ — длина волны, α — угол между волновыми пучками. Для интерференционных схем Юнга, Френеля и многих других угол α равен отношению расстояния между источниками волн к расстоянию до экрана, на котором наблюдается интерференция.

Явление интерференции используется для проведения очень точных измерений размеров, показателей преломления, оптических неоднородностей, качества поверхностей и т. п. Проведение таких измерений называется интерферометрией, а используемые для этого приборы — интерферометрами.

Глава 4

ДИФРАКЦИЯ

Дифракцию света можно определить как любое отклонение светового пучка от прямолинейного распространения, не вызванное отражением и преломлением, и обусловленное его волновой природой. Прямолинейность распространения света есть предельный, частный случай, однако в быту обычно наблюдается именно такая ситуация. В начале главы Геометрическая и волновая оптика приведен критерий, который определяет, когда можно пользоваться законами геометрической оптики, а когда необходимо учитывать дифракцию.

В самом общем виде задача дифракции заключается в том, чтобы определить волну везде, если она задана лишь в какой-то области, и известно, где находятся неоднородности и что они собой представляют. Примерами таких задач являются распространение радиоволн между удаленными пунктами (неоднородностью являясь поверхность Земли), прохождение света через облако (каждая капля воды является неоднородностью), прохождение света через отверстие или систему отверстий в непрозрачном материале. Мы изучим только некоторые простейшие задачи последнего типа.

Строгая теория дифракции базируется на решении уравнений Максвелла для электромагнитных волн. Это чрезвычайно сложная математическая задача, и ее точное решение удалось получить лишь для ограниченного числа конкретных случаев. Однако предположив, что все характерные размеры экранов и отверстий заметно больше длины волны, задачу дифракции часто можно решить довольно легко — она сводится к вычислению интегралов. Обычно считается, что действие непрозрачного экрана проявляется в том, что поле в отверстиях экрана такое же, как если бы экран отсутствовал; в остальных точках экран не пропускает свет и поле равно нулю.

В этом приближении распространение волн можно рассчитать с помощью принципа Гюйгенса—Френеля, который сводит задачу о распространении излучения к задаче об интерференции волн.

§ 1. Принцип Гюйгенса—Френеля

Принцип Гюйгенса—Френеля фактически представляет собой способ нахождения волнового возмущения в произвольной точке A , если исходно волна задана на произвольной поверхности S . Этот принцип является математическим следствием общих законов распространения волн и справедлив, если все характерные размеры поверхности S много больше длины волны λ .

Пусть на произвольной поверхности S имеется волна. Разобьем эту поверхность на маленькие участки ΔS_i . Каждый из этих участков будем считать источником новой, сферической вторичной волны (рис. 25).

В произвольной точке A вторичной волной, исходящей из участка ΔS_i , создается волновое возмущение, равное

$$\frac{E_i \Delta S_i}{r_i} \cos \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} r_i + \varphi_i \right),$$

где E_i — амплитуда исходной волны на участке ΔS_i , ΔS_i — площадь этого участка, r_i — расстояние от этого участка до точки A . Чтобы найти полное волновое возмущение в точке A , создаваемое всей имеющейся на поверхности S волной, нужно сложить волновые возмущения, создаваемые в этой точке вторичными волнами от всех участков ΔS_i , с учетом интерференции между вторичными волнами. Сумма бесконечного числа малых слагаемых есть интеграл. С учетом этого получаем математическую формулировку принципа Гюйгенса—Френеля.

Пусть на поверхности S имеется волна

$$E = E_S \sin(\omega t - \varphi_S),$$

где E_S — амплитуда, φ_S — начальная фаза волны в каждой точке этой поверхности. Волновое возмущение, создаваемое волной в произвольной точке A , есть

$$E(A, t) = \int_S \frac{E_S}{r_{S,A}} \cos \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} r + \varphi_S \right) dS$$

(приведенная формулировка принципа Гюйгенса—Френеля является не совсем строгой).

Как уже указывалось выше, принцип Гюйгенса—Френеля можно использовать, если характерные размеры поверхности S

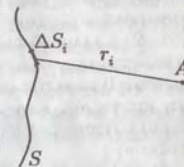


Рис. 25

много больше, чем длина волны λ . Нужно также отметить, что этот принцип в приведенной здесь формулировке не учитывает векторный характер электромагнитного поля.

§2. Дифракция Фраунгофера на щели

Пусть плоская волна падает на непрозрачный экран, в котором имеется длинная щель шириной d (рис. 26). Найдем волновое возмущение во всех точках плоскости, расположенной далеко от непрозрачного экрана.

В данном случае «далеко» означает, что расстояние AB отличается от расстояния l на величину, много меньшую длины волны λ :

$$AB - l \ll \lambda.$$

Так как

$$AB = \frac{l}{\cos \alpha} \approx \frac{l}{1 - \frac{\alpha^2}{2}} \approx \frac{l}{1 - \frac{d^2}{2l^2}},$$

подставляя это приближенное выражение для AB в предыдущее условие, получаем

$$l + \frac{1}{2} l \frac{d^2}{l^2} - l \ll \lambda,$$

откуда и следует условие удаленности:

$$l \gg \frac{d^2}{\lambda}.$$

Область, в которой справедливо такое условие, часто называют дальней зоной дифракции. (В параграфе Дифракция Френеля будет показано, как найти волновое возмущение вне дальней зоны.)

Теперь найдем распределение амплитуды волны в удаленной плоскости наблюдения. Вначале сделаем это, выполнив интегрирование согласно принципу Гюйгенса—Френеля, а затем проведем качественный анализ.

Если ширина щели d много больше длины волны λ , можно считать, что непосредственно за щелью волна представляет собой как бы бесконечно длинную полоску шириной d с равными

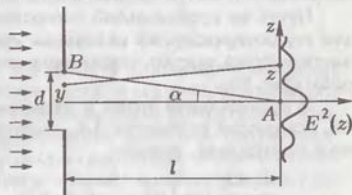


Рис. 26

значениями амплитуды E и начальной фазы φ во всех точках. Из принципа Гюйгенса—Френеля следует, что в произвольной точке z плоскости наблюдения волновое возмущение равно

$$E(z, t) = \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} \frac{E}{r} \cos \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} r + \varphi_0 \right) dy,$$

где $r = r(y, z) = \sqrt{l^2 + (z - y)^2}$ — расстояние от точки с координатой y до точки с координатой z . С учетом условия удаленности этот интеграл дает в плоскости наблюдения следующую зависимость амплитуды волны от координаты z :

$$E(z) = Q \frac{\sin \frac{\pi dz}{\lambda l}}{\frac{\pi dz}{\lambda l}},$$

где Q — константа. График $E^2(z)$ — зависимости интенсивности света на плоскости наблюдения от координаты z — приведен на рис. 26 справа. Если интенсивность главного максимума этой зависимости принять за единицу, то интенсивность следующего составляет всего 0,045.

Из последней формулы следует, что интенсивность на удаленной плоскости наблюдения обращается в нуль при условии

$$\frac{\pi dz}{\lambda l} = 0, \pm\pi, \pm2\pi, \dots,$$

т. е. в точках с координатами

$$z_1 = \pm \frac{\lambda}{d} l, \quad z_2 = \pm 2 \frac{\lambda}{d} l, \quad z_3 = \pm 3 \frac{\lambda}{d} l,$$

и т. д.

Другими словами, волна как бы «не распространяется» под углами

$$\varphi_1 = \frac{z_1}{l} = \pm \frac{\lambda}{d}, \quad \varphi_2 = \frac{z_2}{l} = \pm 2 \frac{\lambda}{d}, \quad \varphi_3 = \frac{z_3}{l} = \pm 3 \frac{\lambda}{d}$$

и т. д., т. е.

$$\varphi_n = n \frac{\lambda}{d},$$

где $n = \pm 1, \pm 2, \dots$.

Это выражение называется условием дифракционных минимумов при дифракции Фраунгофера на щели.

Найдем теперь условия дифракционных минимумов, не пропуская интегрирования. Разобьем щель на большое число N одинаковых узких зон шириной $\frac{d}{N}$. В удаленной точке наблюдения, лежащей под углом φ к оси (рис. 27), разность хода волн, приходящих от первой и второй зон, равна $\Delta x_1 = \frac{d}{N}\varphi$, от первой и третьей $\Delta x_2 = 2\frac{d}{N}\varphi$ и т. д. Для средней зоны с номером $\frac{N}{2}$ соответствующая разность хода составляет $\Delta x_{\frac{N}{2}} = \frac{N}{2}\frac{d}{N}\varphi = \frac{d}{2}\varphi$. Если угол $\varphi = \frac{\lambda}{d}$, то $\Delta x_{\frac{N}{2}} = \frac{d}{2}\frac{\lambda}{d} = \frac{\lambda}{2}$, т. е. волны от средней и первой зон приходят в точку наблюдения в противофазе и гасят друг друга.

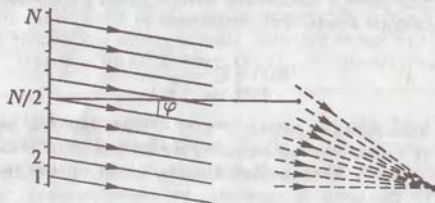


Рис. 27

Очевидно, что разность хода $\frac{\lambda}{2}$ будет в этом случае и у пар волн, приходящих в точку наблюдения от зон с номерами 2 и $\frac{N}{2} + 1$, 3 и $\frac{N}{2} + 2$ и т. д. Поэтому для каждой волны из нижней половины щели найдется гасящая ее волна из верхней половины, и наоборот.

Мы получили, что в дальней зоне волна «не распространяется» под углом $\varphi = \frac{\lambda}{d}$ к оси. Аналогично доказывается, что волна не распространяется под углами $\varphi_2 = 2\frac{\lambda}{d}$, $\varphi_3 = 3\frac{\lambda}{d}$ и т. д.

§3. Дифракционная решетка

Простейшая дифракционная решетка представляет собой большое количество параллельных щелей равной толщины, разделенных одинаковыми непрозрачными промежутками (рис. 28). Расстояние d называется периодом решетки.

Рассмотрим, как дифрагирует на решетке плоская монохроматическая волна. Можно считать, что непосредственно за решеткой прошедшая волна представляет собой систему полос — за каждой

щелью напряженность поля такая же, как и у падающей волны, а за непрозрачными промежутками равна нулю. Используем принцип Гюйгенса—Френеля для нахождения волнового возмущения в точке, находящейся на большом расстоянии от решетки. Можно считать, что в эту точку парциальные волны от каждого открытого участка приходят параллельно друг другу. Разность хода между соседними парциальными волнами равна $\Delta = d \sin \varphi$. Очевидно, что если разность хода Δ составляет целое число длин волн, то две соседние волны (и все остальные) максимально усиливают друг друга. Поэтому под углами φ_m , удовлетворяющими условию

$$d \sin \varphi_m = m\lambda,$$

где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, наблюдаются дифракционные максимумы. Можно доказать, что в других направлениях парциальные волны почти полностью гасят друг друга, т. е. свет практически не распространяется.

Итак, параллельный пучок монохроматического света, пройдя дифракционную решетку, разбивается на несколько пучков, распространяющихся под углами

$$\varphi_m = \arcsin \frac{m\lambda}{d}$$

к оси (рис. 29). Очевидно, что число пучков (они называются нулевым, первым, минус первым, вторым и т. д. порядками дифракции) ограничено, так как число m не может превышать $\frac{d}{\lambda}$.

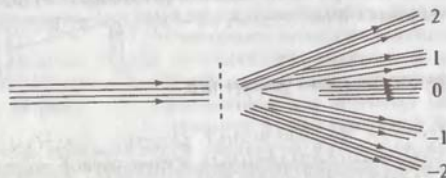


Рис. 29

Дифракционная решетка является важнейшим элементом большинства оптических приборов, называемых спектральными.

Пусть на решетку падает свет, в состав которого входит излучение с разными длинами волн, например соответствующими синему и красному диапазонам. Пройдя ее, свет с разными длинами волн отклоняется на различные углы (рис. 30).

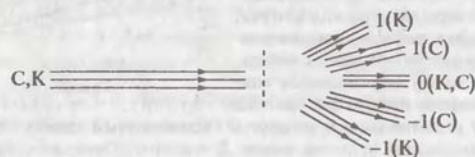


Рис. 30

Таким образом, использование дифракционной решетки позволяет разделить в пространстве свет с разными длинами волн, на основе чего определить спектральный состав света. В современных спектральных приборах чаще используют вогнутые отражающие решетки — они одновременно и разделяют свет различными длинами волн, и фокусируют его.

§4. Понятие о голографии

При голографической (от греческих слов *голо* — полный и *графо* — записывать) записи производится полное фиксирование параметров исходящей от объекта оптической волны. Рассмотрим, чем отличается голография от обычного фотографирования.

При фотографии зарегистрировано изображение пропорционально интенсивности света, падающего на эту точку фотопленки (рис. 31).

Если осветить проявленную фотопленку (для простоты рассматривается позитивный фотографический процесс), то различные ее участки по-разному будут отражать свет, и глаз увидит такое же распределение интенсивности, как и у исходного объекта (рис. 32). Но каждая точка волны характеризуется не только своей интенсивностью, но и фазой, и при фотографии информация о соотношении фаз между светом от различных точек объекта теряется.

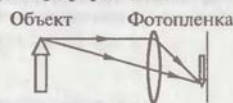


Рис. 31

При голографической записи удается записать на фотопластинке также и фазовые характеристики идущей от объекта волны. Поэтому идеальная голограмма полностью восстанавливает свет от объекта, т. е. голографическое изображение воспринимается точно также, как и свет самого объекта.



Рис. 32

Простейшая схема голографической записи приведена на рис. 33. Когерентный свет от источника *S* попадает на зеркало *З* и объект *О*. Отраженный свет от зеркала (опорная волна) и от предмета (предметная волна) падают на фотопленку *Ф*. На фотопленке образуется и фиксируется интерференционная картина максимумов и минимумов.

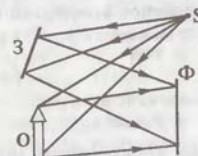


Рис. 33

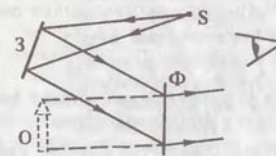


Рис. 34

Если затем осветить фотопленку только опорной волной (рис. 34), то эта волна будет дифрагировать на сложной дифракционной решетке (голограмме), которую представляет собой зафиксированная фотопленкой интерференционная картина. В результате первый дифракционный порядок, образовавшийся при дифракции опорной волны на голограмме, образует точно такую же волну, что и предметная волна. Поэтому наблюдателю будет казаться, что он видит объект *О*.

Более сложные схемы позволяют записывать голограммы и получать голографические изображения с использованием некогерентного света.

§5. Дифракция Френеля на круглом отверстии

Рассматривая дифракцию Фраунгофера, мы считали, что волновой фронт падающей на экран волны плоский, и точка наблюдения находится далеко от экрана. Если хотя бы одно из этих

условий не выполняется, то такой случай называется дифракцией Френеля.

При дифракции Френеля волновое возмущение в любой точке так же определяется на основе принципа Гюйгенса—Френеля. Проведение численных расчетов при использовании современной вычислительной техники не представляет затруднений, но аналитические вычисления приводят к сложным формулам. Поэтому дифракцию Френеля рассмотрим на качественном уровне, для круглого отверстия и только в точках, лежащих на оптической оси.

Пусть на расстоянии a от точечного источника волны, находящегося в точке A , имеется круглое отверстие в непрозрачном экране (рис. 35). Из точки наблюдения B , находящейся на расстоянии b от отверстия, радиусом $b + \frac{\lambda}{2}$ проведем по волновой поверхности окружность. При этом на волновой поверхности, являющейся частью сферы, образуется круглая площадка. Приближенно можно считать, что со всей этой площадки все волны приходят в точку B с одним и тем же значением фазы. Разобьем оставшуюся волновую поверхность на кольцевые зоны так, что расстояния от краев зон до точки B отличаются на $\frac{\lambda}{2}$ (эти зоны называются зонами Френеля). Можно показать, что площадь каждой зоны равна

$$\pi \frac{ab}{a+b} \lambda,$$

а радиус зоны с номером n равен

$$r_n = \sqrt{\frac{ab}{a+b} n \lambda}.$$

Приближенно можно полагать, что все волны, приходящие в точку B из всех точек одной зоны, имеют одно и то же значение фазы. Значит волна, приходящая в точку B из второй зоны Френеля, складывается в противофазе с волной, приходящей из первой зоны. Таким образом, излучение четных зон ослабляет излучение нечетных зон.

Оценить интенсивность в точке B , если число зон очень велико. Учтем, что с увеличением номера зоны увеличивается расстояние

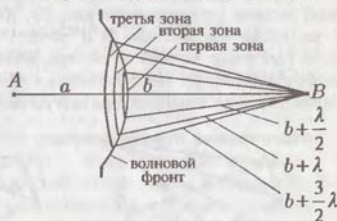


Рис. 35

от нее до точки B , и уменьшается создаваемая ей в этой точке интенсивность. Суммарная интенсивность в точке B равна сумме интенсивностей, создаваемых каждой зоной:

$$I_{\Sigma} = I_1 - I_2 + I_3 - I_4 + I_5 \dots$$

Представим эту сумму в виде

$$I_{\Sigma} = \frac{I_1}{2} + \left(\frac{I_1 + I_3}{2} - I_2 \right) + \left(\frac{I_3 + I_5}{2} - I_4 \right) + \dots$$

Все стоящие в скобках слагаемые можно приближенно считать равными нулю, так как интенсивность каждой четной зоны компенсируется полусуммой интенсивностей соседних с ней нечетных зон. В результате интенсивность света в точке B можно оценить как половину интенсивности, создаваемой в этой точке только первой зоной Френеля:

$$I_B = \frac{I_1}{2}.$$

Из проведенного анализа следует парадоксальный на первый взгляд результат: если закрыть только четные (либо только нечетные) зоны, то интенсивность в точке, лежащей на оси, увеличится, несмотря на то, что часть отверстия окажется перекрытой. Однако опыт полностью подтверждает такое предсказание теории. Устройство, перекрывающее четные либо нечетные зоны Френеля, называется зонной пластинкой. Ее действие несколько напоминает действие фокусирующей линзы, но в отличие от линзы зонная пластинка концентрирует свет не в одну, а в несколько точек.

§ 6. Дифракционная расходимость

При анализе дифракции на щели было показано, что на большом расстоянии от щели основная часть светового потока распространяется в угле порядка $\frac{\lambda}{d}$. Это является проявлением свойства дифракционной расходимости света, вытекающего из его волновой природы.

Явление дифракционной расходимости заключается в том, что всякий ограниченный световой пучок не может быть параллельным, но на большом расстоянии в основном сосредоточен в угле

$$\Theta_{\text{диф}} \approx k \frac{\lambda}{d} \approx \frac{\lambda}{d}.$$

Здесь λ — длина волны, d — характерный размер пучка, а коэффициент k , зависящий от формы сечения пучка и распределения излучения на нем, порядка единицы. Так, при дифракции однородного пучка на щели этот коэффициент равен единице, а при дифракции на круглом отверстии 1,22.

Оценим дифракционную расходимость излучения в двух крайних случаях:

1) На выходе гелий-неонового лазера его луч имеет исходный диаметр 1 мм, длину волны 630 нм. Дифракционную расходимость можно оценить как $630 \cdot 10^{-9} \cdot (10^{-3})^{-1} \approx 6 \cdot 10^{-4}$ рад. На расстоянии 100 м диаметр лазерного луча расширится до 6 см.

2) Антенна дальней космической связи имеет диаметр порядка 30 м и излучает радиоволны с длиной волны около 10 см. Дифракционная расходимость по порядку величины составляет 0,0035 рад; ширина излученного антенной пучка на орбите Луны около тысячи километров.

Дифракционная расходимость некогерентного излучения также может быть оценена по приведенной выше формуле, но под d необходимо понимать размер области, в которой излучение можно считать когерентным.

§7. Резюме

Дифракцией света называется любое отклонение светового пучка от прямолинейного распространения, не вызванное отражением и преломлением. Вследствие дифракции законы распространения света отличаются от законов геометрической оптики.

Для описания распространения волн можно использовать принцип Гюйгенса—Френеля. Согласно ему, волновое возмущение $E(A, t)$ в каждой точке A равно сумме волновых возмущений, создаваемых каждым малым участком волнового фронта на исходной поверхности S :

$$E(A, t) = \int_S \frac{E_S}{r_{S,A}} \cos \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} r_{S,A} + \varphi_{S,A} \right) dS,$$

где $r_{S,A}$ — расстояние от элемента поверхности dS до точки A .

Результатом дифракции плоской волны на щели является то, что на большом расстоянии от щели волна образует дифракционные максимумы и минимумы (дифракция Фраунгофера, рис. 26). Направления дифракционных минимумов составляют углы $\varphi_n = n \frac{\lambda}{d}$

с осью симметрии ($n = \pm 1, \pm 2, \dots$; λ — длина волны; d — ширина щели).

Возникновение расходимости у излучения, прошедшего через щель, является проявлением дифракционной расходимости волн: всякий ограниченный волновой пучок является расходящимся и его угловая расходимость порядка $\frac{\lambda}{d}$, где d — характерный размер пучка.

Дифракция монохроматической волны на дифракционной решетке (большом количестве одинаковых параллельных щелей) приводит к тому, что прошедшая через решетку волна разбивается на несколько пучков, распространяющихся под углами $\varphi_m = \arcsin \frac{m\lambda}{d}$ к оси ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$; λ — длина волны; d — период решетки). Если на решетку падает излучение, в состав которого входят волны с различными значениями λ , то после прохождения решетки каждая волна отклоняется на различные углы в соответствии с последним соотношением. Это позволяет использовать дифракционную решетку для определения спектрального состава света.

Глава 5

ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ И ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

Наглядная и удобная для многих практических расчетов геометрическая оптика, законы которой изложены во Введении, может быть выведена как предельный случай волновой оптики. Ее законы можно применять при условии

$$l \ll \frac{d^2}{\lambda},$$

где l — расстояние от исходной волновой поверхности до точки наблюдения, d — характерный размер исходной волновой поверхности, λ — длина волны. Если $d = 1$ см, а $\lambda = 500$ нм, то на расстояниях до нескольких десятков метров справедливы законы геометрической оптики, а на больших расстояниях нужно учитывать дифракцию. Правомочность перехода от волновой оптики к геометрической можно пояснить с использованием некоторых результатов теории дифракции.

§1. Понятие луча

При рассмотрении дифракции Френеля на круглом отверстии было показано, что результат влияния всей исходной волны на волновое возмущение в некоторой точке часто сводится к влиянию небольшого участка исходной волны. Этот участок представляет собой примерно половину первой зоны Френеля, центр которой находится на линии, соединяющей источник света A с освещенной точкой B (рис. 35); остальная часть волны дает в точке B суммарно нулевой вклад, если число зон Френеля велико, т. е. если точка A находится на не слишком большом расстоянии.

Таким образом, из теории дифракции следует известный из повседневной практики закон прямолинейного распространения света — часто можно считать, что каждая точка волны как бы «поглощает» свет лишь от очень небольшой области исходной

волны, ближайшей к рассматриваемой точке. В результате свет распространяется почти так, как если бы он проходил от источника к освещаемой точке по прямой линии. Площадь зоны Френеля пропорциональна длине волны, поэтому можно говорить, что волновая оптика переходит в геометрическую, если длину волны считать исчезающе малой величиной.

Лучом называется линия, по которой распространяется поток энергии волны от источника к точке наблюдения. Из сказанного выше понятно, что в свободном пространстве лучи являются прямыми линиями, перпендикулярными волновому фронту. Лучом можно считать узкий пучок света, поскольку дифракционную расходимость в геометрической оптике не учитывают. Понятие луча является основным в геометрической оптике, и с помощью этого понятия формулируются ее основные законы. Эти законы достаточны для объяснения многих оптических явлений.

§2. Преломление света

Законы геометрической оптики вытекают из волновых представлений о свете. Выведем один из них — закон Снеллиуса.

Пусть плоский волновой пучок падает на границу раздела сред I и II под углом $\varphi_{\text{пад}}$ (рис. 36). Скорость света в среде I равна v_1 , в среде II — v_2 . Найдём угол преломления $\varphi_{\text{прел}}$.

Волновой фронт AC перпендикулярен крайним лучам A_1 и B_1 . Границу раздела сначала достигает луч A_1 , а луч B_1 — через время $\tau = \frac{CB}{v_1}$ спустя. Поэтому в момент, когда вторичная волна в точке B только начинает возбуждаться, вторичная волна от точки A будет уже иметь вид сферы, радиус которой зависит от CB и отношения скоростей:

$$AD = v_2 \cdot \tau = \frac{v_2}{v_1} CB.$$

Очевидно, что волновой фронт в среде II представляет собой касательную, проведенную из точки B к сфере с центром в точке A . Лучи перпендикулярны волновому фронту, значит преломившись на границе, луч идет под углом OAB к ее нормали. Заметив, что $\angle CAB = \angle \varphi_{\text{пад}}$, а $\angle ABD = \varphi_{\text{прел}}$, из соотношения

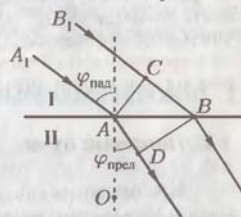


Рис. 36

$$\frac{CB}{\sin \varphi_{\text{пад}}} = AB = \frac{AD}{\sin \varphi_{\text{прел}}},$$

и учитывая связь между AD и CB , получаем

$$\frac{CB}{\sin \varphi_{\text{пад}}} = AB = \frac{AD}{\sin \varphi_{\text{прел}}},$$

или

$$\frac{1}{v_1} \sin \varphi_{\text{пад}} = \frac{1}{v_{II}} \sin \varphi_{\text{прел}}$$

Обычно этот закон записывают в другой форме. Умножив обе части полученного выражения на скорость света в вакууме c и вспомнив, что отношение скорости света в вакууме к его скорости в среде $n = \frac{c}{v}$ называется показателем преломления среды, получаем

$$n_1 \sin \varphi_{\text{пад}} = n_{II} \sin \varphi_{\text{прел}},$$

или

$$\frac{\sin \varphi_{\text{пад}}}{\sin \varphi_{\text{прел}}} = \frac{n_{II}}{n_1}$$

— синусы углов падения и преломления относятся друг к другу обратно пропорционально показателям преломления образующих границу раздела сред. Этот закон называют законом Снеллиуса.

§3. Плоскопараллельная пластина и призма

На основании закона Снеллиуса легко определить ход лучей в двух простейших оптических элементах — плоскопараллельной пластине и призме.

Плоскопараллельная пластина (рис. 37). В соответствии с законом Снеллиуса при прохождении через пластину луч претерпевает два «излома» — на передней и на задней поверхностях пластины. Так как эти поверхности параллельны, углы β_1 и β_2 равны, значит по закону Снеллиуса равны и углы α_1 и α_2 . Поэтому луч, прошедший через плоскопараллельную пластину, параллелен первоначальному направлению, но смещен. Величина смещения l пропорциональна толщине пластины d и зависит от ее показателя преломления и угла падения излучения на пластину.

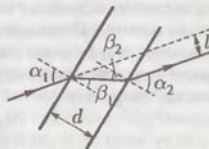


Рис. 37

Призма (рис. 38). Пройдя через призму, луч отклоняется от своего первоначального направления. Угол ϕ , на который отклоняется луч, зависит от угла падения α , показателя преломления призмы n и угла γ при ее вершине. Можно показать, что если угол падения α и угол γ при ее вершине малы, то угол ϕ , на который отклоняется луч, пропорционален произведению $\gamma(n-1)$.

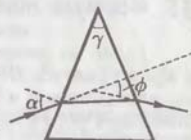


Рис. 38

§4. Линза

Линзой (точнее, простой линзой) называется прозрачное тело, ограниченное двумя сферическими поверхностями (рис. 39 а). Если толщина линзы много меньше радиусов этих поверхностей R_1 и R_2 , то такая линза называется тонкой, и только такие линзы будут рассматриваться в дальнейшем.

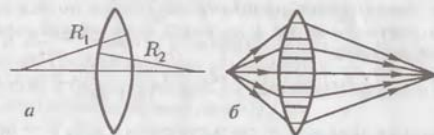


Рис. 39

Рис. 39 б поясняет действие фокусирующей линзы на свет, выходящий из лежащей на оси точки. Линзу можно представить как множество призм, причем угол при вершине каждой призмы тем больше, чем дальше призма находится от оси. Поэтому лучи, падающие на удаленные от оси области линзы, после преломления в линзе отклоняются от своего первоначального направления сильнее, чем идущие вблизи оси. В результате (если источник света находится от линзы достаточно далеко) все вышедшие из источника света лучи после прохождения линзы соберутся в некоторой точке, которая называется изображением источника. Расстояния от источника до линзы и от линзы до изображения связаны между собой. Эта связь определяется параметрами линзы и называется формулой линзы. Формулу линзы можно получить из закона Снеллиуса, однако в следующем параграфе она будет выведена на основе более общих волновых представлений.

§5. Формула линзы

Пусть на плоско-выпуклую (т. е. ограниченную плоскостью и сферой радиуса R) линзу падает сферическая волна из источника, находящегося в точке 1 на расстоянии l_1 от линзы (рис. 40). Определим форму волнового фронта волны после линзы.

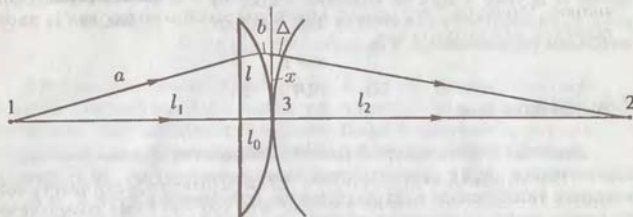


Рис. 40

Время, необходимое распространяющейся по оси волне для того, чтобы дойти из точки 1 до точки 3 на задней поверхности линзы, очевидно равно

$$t = \frac{l_1}{c} + \frac{l_0}{v} = \frac{l_1}{c} + \frac{nl_0}{c} = \frac{1}{c} (l_1 + nl_0),$$

где l_0 — толщина линзы, v — скорость света в ней, n — показатель преломления. За это время волна, приходящая в точку линзы, лежащую на расстоянии x от оси, успевает пройти расстояние a от источника до линзы, расстояние l в линзе, расстояние b от линзы до плоскости, перпендикулярной оси и касающейся линзы в точке 3, и некоторое дополнительное расстояние Δ . Зависимость $\Delta(x)$ описывает форму волнового фронта после линзы.

В дальнейшем будем пользоваться известным из математики соотношением — окружность с радиусом l_1 можно аппроксимировать параболой $y = \frac{1}{2l_1} x^2$. Будем также считать, что лучи падают на линзу под малыми углами (такие лучи называются параксиальными). С учетом этой аппроксимации $l = l_0 - \frac{1}{2R} x^2$, $b = \frac{1}{2R} x^2$. Расстояние a равно сумме $l_1 + \frac{1}{2l_1} x^2$. Время $\frac{\Delta(x)}{c}$, за которое волна пройдет расстояние $\Delta(x)$, равно разности между временем t и временем распространения излучения на расстояние $a + l + b$:

$$\frac{\Delta(x)}{c} = \frac{1}{c} (l_1 + nl_0) - \left[\frac{1}{c} \left(l_1 + \frac{1}{2l_1} x^2 \right) + \frac{n}{c} \left(l_0 - \frac{1}{2R} x^2 \right) + \frac{1}{c} \left(\frac{1}{2R} x^2 \right) \right].$$

После простых преобразований получаем

$$\Delta(x) = \left(\frac{n-1}{2R} - \frac{1}{2l_1} \right) x^2.$$

Таким образом, фронт волны после линзы имеет параболическую форму, т. е. в нашем приближении является сферической волной. Очевидно, что радиус кривизны волнового фронта l_2 определяется из соотношения

$$\frac{1}{2l_2} = \frac{n-1}{2R} - \frac{1}{2l_1},$$

откуда получаем

$$\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2} = (n-1) \cdot \frac{1}{R}.$$

Это выражение представляет собой формулу плоско-выпуклой линзы. С помощью совершенно аналогичных, но более громоздких вычислений можно получить общую формулу линзы

$$\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2} = (n-1) \cdot \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right),$$

где R_1 и R_2 — радиусы ограничивающих линзу сферических поверхностей. Необходимо еще раз подчеркнуть, что формула линзы справедлива лишь для тонких линз и лучей, идущих почти параллельно оси (параксиальных лучей).

§6. Фокусировка излучения линзой. Фокус и фокусное расстояние

Пусть на линзу падает плоская волна (например излучение точечного источника, удаленного от линзы на большое расстояние). При этом $l_1 = \infty$ и $\frac{1}{l_1} = 0$, поэтому согласно формуле линзы

$$\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2} = \frac{1}{l_2} = (n-1) \cdot \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right),$$

т. е. падающая на линзу плоская волна фокусируется в точке, лежащей от линзы на расстоянии

$$l_2 = \left[(n-1) \cdot \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \right]^{-1} = f.$$

Величина f называется фокусным расстоянием линзы, а точка, в которую сходится падающая на линзу плоская волна — фокусом.

§7. Область, в которую фокусируется излучение

Оценим размер области, в которую линза фокусирует излучение, на основе принципа Гюйгенса—Френеля (рис. 41). В фокус, т. е. в центр кривизны 2, парциальные волны от всех участков сферического волнового фронта приходят, пройдя одинаковое расстояние. Следовательно, фазы всех парциальных волн в этой точке одинаковы, значит амплитуда результирующей волны в этой точке равна сумме амплитуд всех парциальных волн, т. е. имеет максимально возможное значение. В точке 3, отстоящей от центра кривизны 2 на малое, но отличное от нуля расстояние, меньшее половины длины световой волны λ , фазы всех парциальных волн почти одинаковы. Следовательно, амплитуда результирующей волны велика не только в центре кривизны (в фокусе), но и в некоторой его окрестности. Точный расчет показывает, что распределение интенсивности в фокусе линзы совпадает с картиной дифракции Фраунгофера на круглом отверстии, и диаметр центрального максимума равен $1,22 \lambda$.

Таким образом, весь свет от исходного сферического волнового фронта фокусируется не в точку, а в область, диаметр которой порядка длины волны. Конечно, этот результат справедлив для любого сферического волнового фронта, а не только для волнового фронта прошедшего через линзу излучения.

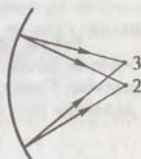


Рис. 41

§8. Резюме

Геометрическая оптика может рассматриваться как предельный случай волновой оптики, если длину волны считать пренебрежимо малой величиной. Основные законы геометрической оптики:

1. В однородной среде свет распространяется прямолинейно. Линия, по которой распространяется свет, называется лучом. Световым лучом называется также узкий пучок света.

2. Световые лучи при пересечении не возмущают друг друга, т. е. не мешают каждому из них распространяться независимо.

3. При переходе из одной среды (1) в другую среду (2) луч преломляется, и угол преломления $\varphi_{\text{прел}}$ связан с углом падения $\varphi_{\text{пад}}$ соотношением, которое называют законом Снеллиуса:

$$n_1 \sin \varphi_{\text{пад}} = n_2 \sin \varphi_{\text{прел}},$$

где n_1 и n_2 — показатели преломления веществ (показатель преломления — это отношение скорости света в вакууме к скорости света в среде).

4. При отражении света от зеркальной поверхности угол падения равен по величине углу отражения

$$\varphi_{\text{пад}} = \varphi_{\text{отр.}}$$

Отраженный и преломленный лучи лежат в плоскости падения, которой называется плоскость, проведенная через падающий луч и нормаль к поверхности.

Линзой называется прозрачное тело, ограниченное двумя сферическими поверхностями радиусов R_1 и R_2 . Если линза является тонкой, для нее справедлива формула линзы

$$\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2} = (n - 1) \cdot \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right),$$

где l_1 и l_2 — соответственно расстояния от источника до линзы и от линзы до изображения источника, n — показатель преломления материала линзы. Величина

$$f = \left[(n - 1) \cdot \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \right]^{-1}$$

называется фокусным расстоянием линзы. Любая линза не может сфокусировать все падающее на нее излучение в область, диаметр которой заметно меньше длины волны.

Глава 6

ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА

§1. Ориентация векторов электрической напряженности и магнитной индукции электромагнитной волны

В бегущей плоской электромагнитной волне векторы \mathbf{E} и \mathbf{B} в каждый момент времени и в каждой точке перпендикулярны друг другу и направлению распространения волны (рис. 42). Этот факт вытекает из уравнений Максвелла и подтверждается опытом. Физическая характеристика электромагнитного излучения, описывающая поперечную неэквивалентность различных направлений в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения, называется поляризацией света.

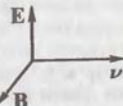


Рис. 42

Плоскость, проходящая через направление колебаний вектора \mathbf{E} и направление распространения волны, называется плоскостью поляризации. Обычно свет можно представить как большое количество «элементарных» волн, в которых плоскости поляризации (а значит и плоскости колебаний) ориентированы хаотически. Такой свет называется неполяризованным или естественным. Однако можно легко получить поляризованный свет, в котором плоскость колебаний (и следовательно плоскость поляризации) каким-то образом упорядочены.

§2. Плоскополяризованный свет. Закон Малюса

Плоскополяризованный (или линейнополяризованный) свет можно получить, пропустив естественный свет через поляризатор — устройство, через которое проходит свет только с определенным направлением колебаний вектора \mathbf{E} (или, что то же самое, с определенной ориентацией плоскости поляризации). Определим

понятие оси поляризации поляризатора. Если поляризатор ориентирован так, что его ось поляризации совпадает с плоскостью поляризации линейнополяризованного света, то этот свет полностью проходит через поляризатор (рис. 43 а). Если же ось поляризации поляризатора перпендикулярна плоскости поляризации света, то такой свет через поляризатор не проходит (рис. 43 б).

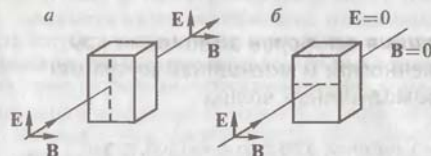


Рис. 43

Пусть на поляризатор падает свет, у которого вектор напряженности \mathbf{E} ориентирован под произвольным углом к оси поляризатора (рис. 44). Эту световую волну можно разложить на сумму двух волн. Их векторы напряженности по модулю равны $E \cos \varphi$ и $E \sin \varphi$, где φ — угол, который образует плоскость поляризации света с осью поляризатора, а E — амплитуда напряженности исходной волны. Очевидно, что волна, амплитуда напряженности которой равна $E \sin \varphi$, не проходит через поляризатор. Волна же с амплитудой напряженности $E \cos \varphi$ проходит через поляризатор полностью. Интенсивность волны пропорциональна квадрату ее амплитуды, поэтому интенсивность прошедшей через поляризатор волны в $\cos^2 \varphi$ раз меньше, чем интенсивность исходной волны, падающей на поляризатор. Мы получили закон Малюса: если на поляризатор падает плоскополяризованная волна с интенсивностью I_0 то интенсивность плоскополяризованной волны I , вышедшей из поляризатора, равна

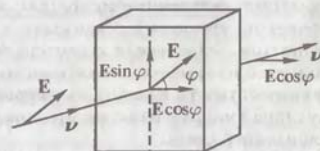


Рис. 44

$$I = I_0 \cos^2 \varphi,$$

где φ — угол между осью поляризации поляризатора и плоскостью поляризации падающей волны. Плоскость поляризации прошедшей волны совпадает с направлением оси поляризации поляризатора.

Рассмотрим, что происходит с естественным светом с интенсивностью I_0 , проходящим через два поляризатора, оси которых расположены под углом φ друг к другу (рис. 45). Первый поляризатор пропускает свет только одной поляризации, поэтому интенсивность света после первого поляризатора равна $\frac{1}{2}I_0$, и этот свет поляризован линейно. После прохождения второго поляризатора интенсивность света уменьшается в $\cos^2\varphi$ раз. В итоге интенсивность прошедшего света составляет $\frac{1}{2}I_0 \cos^2\varphi$. Поэтому иногда закон Малюса формулируют в другой форме: если волна проходит через два поляризатора, оси поляризации которых образуют угол φ , то интенсивность прошедшего света пропорциональна $\cos^2\varphi$.

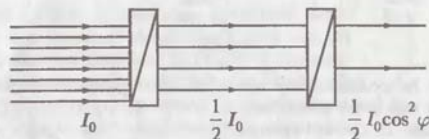


Рис. 45

§3. Частично поляризованный свет. Степень поляризации

Частично поляризованным светом называется свет, у которого одно из направлений колебаний вектора E является преимущественным, но не единственным.

Степенью поляризации света называется отношение

$$\rho = \frac{I_{\text{макс}} - I_{\text{мин}}}{I_{\text{макс}} + I_{\text{мин}}},$$

где $I_{\text{макс}}$ и $I_{\text{мин}}$ — максимальная и минимальная интенсивность света, зарегистрированная после прохождения светом поляризатора при всевозможных ориентациях его оси. Поляризатор, используемый для анализа степени поляризации света, обычно называют анализатором.

Пусть, например, на анализатор падает естественнопляризованный свет. Очевидно, что при всевозможных ориентациях анализатора интенсивность света, прошедшего через него, одна и та

же, т. е. $I_{\text{макс}} = I_{\text{мин}}$, значит степень поляризации равна нулю. Если же на анализатор падает линейнополяризованный свет, то его интенсивность на выходе анализатора равна нулю, если плоскость поляризации света и ось поляризации анализатора перпендикулярны. Поэтому $I_{\text{мин}} = 0$ и степень поляризации в этом случае равна

$$\rho = \frac{I_{\text{макс}} - 0}{I_{\text{макс}} + 0} = 1.$$

§4. Двойное лучепреломление

Некоторые кристаллы обладают тем свойством, что световой пучок, попадая в них, разделяется на два, распространяющихся в общем случае в разных направлениях. Это объясняется тем, что такие кристаллы имеют различные показатели преломления для различно поляризованного света, и показатели преломления зависят от направления распространения пучка. Из двулучепреломляющих кристаллов изготавливают поляризационные призмы — устройства, осуществляющие пространственное разделение различно поляризованных компонент света.

В простейших двулучепреломляющих кристаллах, называемых одноосными, волна с некоторым определенным направлением плоскости поляризации распространяется по обычным законам геометрической оптики. Эта волна называется обыкновенной и показатель преломления ее не зависит от направления распространения. Волна, поляризованная перпендикулярно обыкновенной и называемая необыкновенной, распространяется по более сложным законам. В одноосном кристалле существует направление, в котором обыкновенная и необыкновенная волна распространяются с одинаковой скоростью. Это направление называется оптической осью кристалла. Если кристалл вырезан так, что оптическая ось параллельна его поверхности, а световая волна падает на него нормально, то обыкновенная и необыкновенная волны распространяются в кристалле в одном направлении, но с разной скоростью.

§5. Эффект Керра

Эффект Керра заключается в том, что под действием электрического поля обычные изотропные вещества становятся двулучепреломляющими. Если напряженность внешнего электрического поля, приложенного к веществу, направлена перпендикулярно

направлению распространения света, то разность показателей преломления для обыкновенной и необыкновенной волны пропорциональна квадрату этой напряженности:

$$\Delta n = n k E^2.$$

Здесь n — показатель преломления вещества в отсутствии поля, k — постоянная Керра. Постоянная Керра обычно невелика, и для наблюдения этого эффекта требуются достаточно сильные электрические поля.

Эффект Керра объясняется тем, что электрическое поле ориентирует молекулы вещества. В результате этого показатели преломления для волн, поляризованных вдоль и поперек поля, становятся различными, и первоначально изотропное вещество приобретает свойства одноосного кристалла.

§6. Четвертьволновая пластинка. Циркулярнополяризованный свет

Четвертьволновая пластинка представляет собой одноосный двулучепреломляющий кристалл, оптическая ось которого параллельна поверхности, а толщина подобрана так, что оптические разности хода для обыкновенной и необыкновенной волн различаются на четверть длины волны.

Пусть линейнополяризованная волна, амплитуда напряженности электрического поля которой равна E , падает на пластинку так, что ее плоскость колебаний ориентирована под углом 45° к осям X и Y (рис. 46). Напряженность поля исходной волны можно разложить по осям X и Y ; это эквивалентно тому, что на пластинку падают две волны — обыкновенная и необыкновенная — со взаимно перпендикулярными поляризациями. На входе пластинки амплитуды напряженностей электрического поля этих волн E_X и E_Y совпадают по величине и равны $\frac{1}{\sqrt{2}}E$; совпадают и фазы обыкновенной и необыкновенной волн. Показатель преломления для обыкновенной волны, вектор электрического поля которой колеблется по оси X , равен n_0 , а показатель преломления необыкновенной волны, электрический вектор которой колеблется по оси Y — n_e . На выходе пластинки напряженности электрического поля обыкновенной

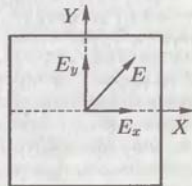


Рис. 46

и необыкновенной волн изменяются со временем по закону:

$$E_{X_{\text{вых}}} = \frac{1}{\sqrt{2}} E \sin \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} n_0 d \right),$$

$$E_{Y_{\text{вых}}} = \frac{1}{\sqrt{2}} E \sin \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} n_e d \right),$$

где d — толщина пластинки. Так как пластинка является четвертьволновой, $n_0 d - n_e d = \pm \frac{\lambda}{4}$, поэтому два предыдущих выражения можно записать в виде

$$E_{X_{\text{вых}}} = \frac{1}{\sqrt{2}} E \sin \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} n_0 d \right),$$

$$E_{Y_{\text{вых}}} = \frac{1}{\sqrt{2}} E \sin \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} n_0 d \pm \frac{\pi}{2} \right),$$

или

$$E_{X_{\text{вых}}} = \frac{1}{\sqrt{2}} E \sin \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} n_0 d \right),$$

$$E_{Y_{\text{вых}}} = \frac{\pm 1}{\sqrt{2}} E \cos \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} n_0 d \right).$$

Напряженность поля результирующей волны на выходе четвертьволновой пластинки равна

$$E_{\text{вых}} = \sqrt{E_{X_{\text{вых}}}^2 + E_{Y_{\text{вых}}}^2} = \frac{1}{\sqrt{2}} E = \text{const.}$$

Итак, напряженность поля выходящей световой волны не изменяется со временем по величине, но вектор напряженности вращается по кругу. Направление вращения зависит от знака разности оптических длин путей обыкновенной и необыкновенной волн в четвертьволновой пластинке. Такой свет называется право- или левоциркулярнополяризованным.

Так же как две линейнополяризованные волны со взаимно перпендикулярными плоскостями поляризации и разностью фаз $\pm \frac{\pi}{2}$ могут образовать циркулярно-поляризованную волну, так и две циркулярно-поляризованные волны (правая и левая) образуют волну с линейной поляризацией. Поэтому нельзя сказать, какая из форм поляризации света, линейная или циркулярная, является более элементарной.

§7. Вращение плоскости поляризации

Некоторые кристаллы и растворы, называемые оптически активными, обладают способностью поворачивать плоскость по-

ляризации проходящего через них плоскополяризованного света. Угол поворота плоскости поляризации при прохождении света через такое вещество пропорционален его толщине d и равен

$$\phi = \alpha d,$$

где α — характерная для каждого кристалла константа, называемая удельным вращением. Для растворов угол поворота пропорционален также концентрации раствора c :

$$\phi = \alpha c d.$$

Поворот плоскости поляризации света в оптически активных веществах объясняется различной скоростью распространения в них право- и левополяризованных волн. Причина этого явления заключается в том, что в оптически активных веществах молекулы существуют преимущественно либо в правой, либо в левой форме.

Вращение плоскости поляризации часто используют для определения концентрации раствора известного вещества. Из последней формулы следует, что

$$c = \frac{\phi}{\alpha d}.$$

Таким образом, зная величину удельного вращения раствора вещества α , длину кюветы d , и измерив угол поворота плоскости поляризации ϕ , можно определить c — концентрацию вещества в растворе. Такой метод определения концентрации называют поляриметрией. (Иногда его называют сахариметрией, так как чаще всего используют для определения концентрации раствора сахара).

§8. Эффект Фарадея

Под действием внешнего магнитного поля обычное вещество становится оптически активным. Вращение плоскости поляризации линейнополяризованного света, распространяющегося в веществе вдоль магнитного поля, называется эффектом Фарадея.

Эффект Фарадея объясняется тем, что под действием магнитного поля показатели преломления для право- и левополяризованного света становятся различными. В результате плоскость поляризации линейнополяризованного света, проходящего в среде расстояние d , поворачивается на угол

$$\phi = V H d,$$

где H — напряженность магнитного поля, V — зависящая от свойств вещества величина, называемая постоянной Верде.

Эффекты Фарадея и Керра широко используются в научных исследованиях и различных технических устройствах.

§9. Резюме

Векторы E и B электромагнитной волны в каждый момент времени и в каждой точке пространства перпендикулярны друг другу и направлению распространения волны (рис. 42). Плоскость, проходящая через вектор E и направление распространения волны, называется плоскостью поляризации. Свет, состоящий из большого количества «элементарных» волн с хаотически ориентированными плоскостями поляризации, называется естественным. Если такой свет проходит через поляризатор (устройство, пропускающее свет только с одним направлением плоскости поляризации), то на выходе поляризатора свет становится плоскополяризованным.

Интенсивность плоскополяризованного света, прошедшего через поляризатор, равна $I_0 \cos^2 \varphi$, где I_0 — интенсивность света, падающего на поляризатор, φ — угол между осью поляризатора и плоскостью поляризации падающего света.

Частично поляризованным светом называется свет, у которого одно из направлений колебаний вектора E является преимущественным, но не единственным. Степенью поляризации света называется отношение

$$\rho = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}},$$

где I_{\max} и I_{\min} — максимальная и минимальная интенсивность света, зарегистрированная после прохождения светом поляризатора при всевозможных ориентациях его оси.

Некоторые кристаллы являются двулучепреломляющими, т. е. имеют различные значения показателя преломления для двух ортогонально поляризованных волн. По крайней мере для одной из волн показатель преломления зависит и от направления распространения волны в кристалле. Такая волна называется необыкновенной (если показатель преломления другой волны не зависит от направления, то она называется обыкновенной).

Под действием внешнего электрического поля с напряженностью E изотропные вещества становятся двулучепреломляющими

(эффект Керра). Разность показателей преломления обыкновенной и необыкновенной волн равна

$$\Delta n = nkE^2,$$

где n — показатель преломления вещества в отсутствии поля, k — постоянная Керра.

При наложении двух линейнополяризованных во взаимно-перпендикулярных плоскостях волн с равной амплитудой, разность фаз которых составляет $\pm \frac{\pi}{2}$, образуется циркулярнополяризованная волна (преобразовать линейнополяризованный свет в циркулярнополяризованный удобно с помощью четвертьволновой пластины). В зависимости от знака разности фаз вектор E в циркулярнополяризованной волне вращается по или против часовой стрелки. При наложении право- и левополяризованной волн с одинаковой амплитудой образуется линейнополяризованная волна.

Некоторые вещества, называемые оптически активными, обладают способностью поворачивать плоскость поляризации проходящего через них света. Угол поворота равен

$$\phi = \alpha d$$

для кристаллов и

$$\phi = \alpha c d$$

для растворов, где α — зависящая от свойств вещества величина, называемая удельным вращением, d — толщина, c — концентрация.

Под действием внешнего магнитного поля напряженностью H обычное вещество может стать оптически активным (эффект Фарадея). Угол поворота плоскости поляризации при этом равен

$$\phi = V H d,$$

где d — толщина, V — зависящая от свойств вещества величина, называемая постоянной Верде.

Глава 7

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ И ВЕЩЕСТВО

Взаимодействие электромагнитного излучения с веществом является важнейшим разделом оптики. Сколько-нибудь подробное изложение этой темы на современном уровне может быть проведено лишь на основе знания свойств вещества, что требует знания квантовой механики. Однако некоторые результаты могут быть получены и с помощью классической физики.

В данной главе приводятся лишь самые основные сведения о распространении света в веществе.

§1. Закон Бугера

Интенсивность плоской световой волны обычно уменьшается по мере ее прохождения через вещество*. Закон Бугера устанавливает зависимость ослабления ее интенсивности от пройденного в веществе расстояния.

Рассмотрим плоскую волну, распространяющуюся в веществе, в точке с координатой x (рис. 47). Естественно предположить, что уменьшение интенсивности в слое вещества толщиной dx пропорционально интенсивности в точке x и толщине слоя:

$$dI = -I(x) \cdot dx \cdot \sigma,$$

где σ — коэффициент пропорциональности, не зависящий от интенсивности световой волны. (Знак «минус» стоит потому, что интенсивность волны уменьшается по мере ее распространения в веществе). Разделив обе части этого выражения на dx , получаем дифференциальное уравнение

$$\frac{dI(x)}{dx} + \sigma I(x) = 0,$$

* При условии *инверсной населенности* интенсивность проходящего через вещество света увеличивается. Это явление лежит в основе работы лазеров.

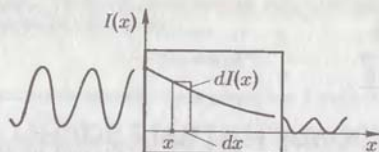


Рис. 47

решив которое, получаем закон Бугера: при прохождении вещества интенсивность плоской световой волны уменьшается по экспоненциальному закону:

$$I(x) = I_{\text{вх}} \cdot e^{-\sigma x},$$

где $I_{\text{вх}}$ — интенсивность света, вошедшего в вещество. Коэффициент σ называется показателем поглощения (или бугеровским показателем поглощения). Его величина зависит от вещества и длины волны света.

§2. Дисперсия показателей поглощения и преломления

Как отмечалось выше, правильное описание взаимодействия излучения с веществом можно получить лишь на основе квантовых представлений. Однако предельно простая классическая модель вещества позволяет в общем правильно понять его дисперсионные свойства — зависимость показателя поглощения и показателя преломления от частоты света. Особенно хорошо эта модель применима к газам.

Будем считать, что молекулы вещества неполярные (не обладают дипольным моментом в отсутствии внешнего поля), и не взаимодействуют друг с другом. Предположим, что заряженные частицы связаны в молекуле упругими силами, т. е. если расстояние между частицей и остовом молекулы увеличивается на r , то сила равна $-kr$, где k — жесткость. Собственная частота колебаний такого элементарного осциллятора связана с жесткостью и массой заряженной частицы m известным соотношением

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}.$$

Под действием переменного электрического поля волны заряды начинают совершать вынужденные колебания. Запишем дифференциальное уравнение этих колебаний.

По второму закону Ньютона

$$m\ddot{r} = \sum F_i,$$

где \ddot{r} — ускорение, а $\sum F_i$ — сумма действующих на частицу сил. Упругая сила равна $-kr$, сила, действующая со стороны электрического поля — $e \sin \omega t$. На заряд при вынужденных колебаниях действует и «тормозящая» сила $-2\gamma\dot{r}$, возникающая из-за потерь частицей энергии на излучение. Итак, уравнение движения заряженной частицы имеет вид

$$m\ddot{r} = -kr + eE \sin \omega t - 2\gamma m\dot{r}$$

или

$$\ddot{r} + 2\gamma\dot{r} + \omega_0^2 r = \frac{e}{m} E \sin \omega t.$$

Решив это уравнение, т. е. найдя зависимость $r(t)$, можно определить зависимость от частоты света для диэлектрической проницаемости вещества ϵ , равной $1 + \kappa$, где диэлектрическая восприимчивость κ пропорциональна дипольному моменту одного осциллятора $er(t)$ и количеству этих осцилляторов в единице объема N :

$$\epsilon = 1 + \kappa = 1 + \frac{N e r}{\epsilon_0 E}.$$

График зависимости показателя преломления $n(\omega) = \sqrt{\epsilon(\omega)}$ от частоты приведен на рис. 48. Области частот, в которых показатель преломления возрастает при увеличении частоты, называются областями нормальной дисперсии, области, в которых при увеличении частоты он уменьшается — областями аномальной дисперсии. На этом же рисунке приведена частотная зависимость показателя поглощения $\sigma(\omega)$, которая также может быть установлена из дифференциального уравнения для r . Из качественных соображений понятно, что поглощение энергии световой волны максимально при резонансе, т. е. когда частота волны ω совпадает с собственной частотой колебаний осциллятора ω_0 — при этом амплитуда вынужденных колебаний осциллятора максимальна и он эффективно «отбирает» энергию волны.

В веществе существуют осцилляторы различных типов с различными собственными частотами, и каждый тип осцилляторов

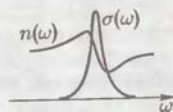


Рис. 48

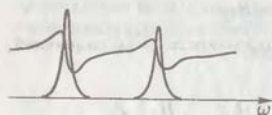


Рис. 49

вносит независимый вклад в диэлектрическую проницаемость и поглощение. Поэтому для газов, к которым хорошо применима осцилляторная модель, кривые дисперсии имеют вид, схематически изображенный на рис. 49. К конденсированным средам осцилляторная модель применима плохо, и частотные зависимости их показателей преломления и поглощения имеют гораздо более сложный вид. Для расчета этих зависимостей необходимо применять методы квантовой механики.

§3. Отражение света от поверхности прозрачных диэлектриков

При падении световой волны на диэлектрик часть ее проникает в диэлектрик, а часть отражается от поверхности. Интенсивности отраженной и преломленной волн можно вычислить, зная угол падения излучения и показатель преломления диэлектрика. Для вычисления нужно воспользоваться известными из электродинамики граничными условиями для электрического и магнитного полей.

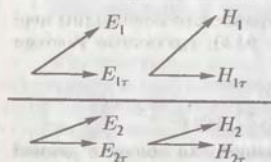


Рис. 50

Эти условия заключаются в том, что в любой момент времени и в любой точке границы раздела проекции векторов напряженностей электрического и магнитного поля на границу раздела сохраняются по обе стороны границы (рис. 50):

$$E_{r1} = E_{r2};$$

$$H_{r1} = H_{r2}.$$

(Условия справедливы для любой поляризации волн.) Кроме того, из уравнений Максвелла следует, что для плоских волн в немагнитных средах выполняется соотношение $nE = H$. В первой среде напряженность поля у границы определяется суммой полей падающей и отраженной волн, а во второй среде лишь полем преломленной волны.

Для волны, вектор напряженности электрического поля которой лежит в плоскости падения (рис. 51 а), граничные условия принимают вид

$$E_{i\parallel} \cos \varphi + E_{r\parallel} \cos \varphi = E_{d\parallel} \cos \varphi,$$

$$n_1 E_{i\parallel} - n_1 E_{r\parallel} = n_2 E_{d\parallel},$$

где E_i , E_r и E_d — соответственно напряженности поля падающей, отраженной и преломленной волны.

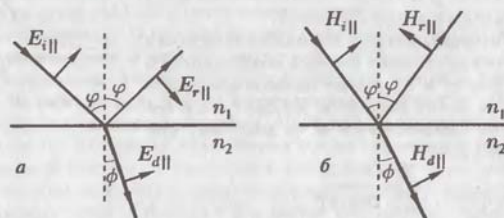


Рис. 51

Решив эту систему уравнений, и учитывая закон Снеллиуса $n_1 \sin \varphi = n_2 \sin \phi$, найдем энергетический коэффициент отражения волны:

$$\tau_{\parallel} = \frac{E_{r\parallel}^2}{E_{i\parallel}^2} = \frac{\tan^2(\varphi - \phi)}{\tan^2(\varphi + \phi)}.$$

Если вектор напряженности электрического поля волны перпендикулярен плоскости падения (рис. 51 б), граничные условия дают

$$E_{i\perp} + E_{r\perp} = E_d,$$

$$n_1(E_{i\perp} - E_{r\perp}) \cos \varphi = n_2 E_{d\perp} \cos \phi$$

и энергетический коэффициент отражения для волны с данной поляризацией равен

$$\tau_{\perp} = \frac{E_{r\perp}^2}{E_{i\perp}^2} = \frac{\sin^2(\varphi - \phi)}{\sin^2(\varphi + \phi)}.$$

Выражения для коэффициентов отражения волн называются формулами Френеля для энергетических коэффициентов отражения. Из закона сохранения энергии следует, что коэффициент пропускания τ равен

$$\tau = 1 - \tau.$$

На рис. 52, 53 приведены графики зависимостей коэффициентов отражения от угла падения излучения на поверхность. Примечательной особенностью является то, что при некотором значении

угла падения коэффициент отражения для волны с электрическим вектором, лежащим в плоскости падения, обращается в нуль. Можно показать, что этот угол равен $\arctg \frac{n_2}{n_1}$. Он называется углом Брюстера.

Очевидно, что при нормальном падении излучения на границу раздела коэффициенты отражения r_{\parallel} и r_{\perp} имеют одинаковое значение. Если волна падает на диэлектрик с показателем преломления n из вакуума, это значение равно

$$r = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2}.$$

Для обычного стекла показатель преломления равен 1,5, и коэффициент отражения при нормальном падении равен 4 %; для алмаза $n=2,1$ и он составляет 12,8 %.

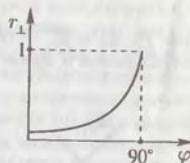


Рис. 52

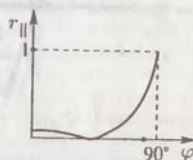


Рис. 53

§4. Полное внутреннее отражение. Понятие о волоконной оптике

Закон Снеллиуса и формулы Френеля справедливы и для того случая, когда световая волна падает из диэлектрика (например стекла) с большим показателем преломления на среду с меньшим показателем преломления, например в вакуум или воздух, показатель преломления которого лишь незначительно превышает единицу (рис. 54). Если синус угла падения φ незначительно меньше $\frac{1}{n}$, где n — показатель преломления диэлектрика, то коэффициент отражения близок к единице, но имеется и преломленная волна, которая распространяется почти параллельно поверхности. Если же $\arcsin \varphi \geq \frac{1}{n}$, то падающая на границу раздела волна полностью от нее отражается. Это явление называется полным внутренним отражением.

На явлении полного внутреннего отражения фактически основана работа оптических волокон — световодов. Световод представляет собой стеклянное волокно, покрытое оболочкой из прозрачного материала с показателем преломления меньшим, чем у стекла (рис. 55). За счет полного внутреннего отражения вошедший

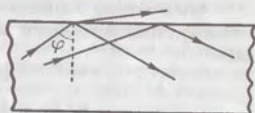


Рис. 54

в световод свет распространяется по нему на большое расстояние (поглощение у современных световодов столь мало, что это расстояние может достигать нескольких десятков километров). При этом световод может быть изогнут. В последнее время световоды как устройства, используемые для передачи информации, успешно конкурируют с традиционными электрическими проводами, так как могут передавать гораздо большие информационные потоки и обладают рядом других важных достоинств. Необходимо отметить, что распространение излучения в световодах нельзя описать законами геометрической оптики. В световодах могут распространяться лишь определенные типы волн, называемые световодными модами. В зависимости от типа световода в нем может распространяться только одна мода (одномодовые световоды) или несколько мод (многомодовые световоды).



Рис. 55

§5. Отражение света от сильнопоглощающих сред (металлическое отражение)

Если вещество обладает отличным от нуля поглощением, то коэффициенты отражения описываются обобщенными формулами Френеля, которые также следуют из граничных условий и доволно громоздки. В частном случае, при нормальном падении, коэффициент отражения равен

$$r = \frac{(n-1)^2 + \kappa^2 n^2}{(n+1)^2 + \kappa^2 n^2},$$

где величина κ называется мнимой частью показателя преломления и пропорциональна бугеровскому показателю поглощения σ :

$$\frac{2\omega}{c} \kappa n = \sigma.$$

Для типичных металлов величина κn в видимом диапазоне составляет порядка 3–6, и коэффициент отражения от них порядка 60–99 %.

Таким образом, почти весь свет, падающий на металл, вследствие большого бугеровского поглощения отражается от его поверхности. По этой же причине та небольшая часть света, которая прошла через поверхность металла, очень быстро, на расстоянии порядка долей микрона, затухает.

§6. Диффузное отражение

При падении света на шероховатую поверхность отраженный от нее свет распространяется по всевозможным направлениям. Такое отражение называется диффузным и происходит потому, что свет отражается как бы от различно ориентированных малых площадок разной высоты. Характер диффузного отражения в основном определяется структурой отражающей поверхности, так как можно считать, что форма волнового фронта отраженной волны воспроизводит рельеф этой поверхности. Для выяснения характера отражения степень шероховатости поверхности необходимо сравнить с длиной волны λ . Если размеры неоднородностей малы по сравнению с длиной волны, то отражение является почти зеркальным; если сравнимы с λ — диффузным (рис. 56). Однако отражение является диффузным лишь в том случае, когда неоднородности поверхности являются нерегулярными; например отраженный от дифракционной решетки свет распространяется по строго определенным направлениям.

Именно диффузный характер отражения света от большинства предметов является важнейшей причиной того, что мы видим эти предметы. Если бы поверхности предметов были зеркально отражающими, видны были бы не предметы, а только их контуры и изображения источников света в них.



Рис. 56

§7. Понятие о цвете

Глаз человека воспринимает излучение в диапазоне длин волн от 380 до 760 нанометров. В зависимости от спектрального состава света у человека при восприятии света возникают различные ощущения, что характеризуется понятием «цвет». Если в свете присутствует излучение только с одной длиной волны, то соответствующие цвета называются спектрально чистыми. Спектральный состав излучения, попадающего в глаз наблюдателя от какого-либо предмета, определяется спектральным составом падающего на предмет излучения и спектральной зависимостью коэффициента отражения от поверхности этого предмета. Каждому спектральному

распределению соответствует определенный цвет (обратное утверждение неверно — одному и тому же цвету могут соответствовать различные спектральные распределения). Для цвета справедлив закон Грассмана: всякий цвет можно представить в виде суммы трех других («основных») цветов, причем можно выбрать бесконечно много таких троек. Так, любой цвет C можно представить как сумму спектрально чистых красного (R), зеленого (G) и синего (B) цветов, взятых в определенных количествах: $C = rR + gG + bB$ (некоторые из коэффициентов r, g, b могут иметь отрицательные значения).

§8. Резюме

При прохождении вещества интенсивность плоской световой волны уменьшается по экспоненциальному закону (закон Бугера):

$$I(x) = I_{\text{вх}} \cdot e^{-\sigma x},$$

где σ — показатель поглощения вещества, $I_{\text{вх}}$ — интенсивность света, вошедшего в вещество.

Показатели преломления и поглощения вещества зависят от частоты света (т. е. наблюдается их дисперсия). Дисперсия наиболее выражена в области собственных частот осцилляторов, входящих в состав вещества (рис. 48, 49). Приведенные на этих рисунках зависимости характерны для газов, а для конденсированных сред имеют более сложный вид.

При падении световой волны на диэлектрик часть ее проникает в диэлектрик, а часть отражается от поверхности. Коэффициенты отражения зависят от показателя преломления, угла падения и поляризации волны (рис. 52, 53).

Если волна падает из среды с большим показателем преломления на среду с меньшим показателем преломления, то при больших углах падения волна полностью отражается от границы (полное внутреннее отражение, рис. 54).

Металлы обладают большим показателем поглощения, и вследствие этого большим коэффициентом отражения.

Глава 8

ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Из опыта известно, что нагретые тела испускают электромагнитное излучение. Если тело нагрето до высокой температуры, то это излучение видно глазом, при низкой температуре тела его можно зарегистрировать специальными приборами. С точки зрения классической физики излучение, обусловленное наличием у тела определенной температуры, и называемое тепловым, вызвано тепловым движением заряженных частиц, входящих в состав тела.

Для объяснения (т. е. для количественного определения) характеристик теплового излучения можно использовать методы термодинамики. Эти методы универсальны и применимы для всех процессов обмена тепловой энергией, однако в проблеме теплового излучения они дают правильные, но недостаточно конкретные результаты. Попытки объяснить свойства теплового излучения, основанные на представлениях классической физики об электромагнитном излучении, приводят к результатам, находящимся в противоречии с опытными данными. Проблема теплового излучения может быть полностью решена только на основе квантовой теории.

§ 1. Светимость и поглощательная способность. Черное тело

Светимостью тела, испускающего электромагнитное излучение, называется отношение потока излучения ΔW , испускаемого участком поверхности тела площадью ΔS , к величине этой площади:

$$\epsilon_T = \frac{\Delta W}{\Delta S}.$$

Индекс T означает, что светимость зависит от температуры тела (при повышении температуры тела светимость увеличивается). Тело испускает различное количество света на различных частотах, и более детальной характеристикой является спектральная

светимость $\epsilon_{\omega, T}$. Очевидно, что полная светимость равна интегралу от спектральной светимости по всем частотам:

$$\epsilon_T = \int_0^{\infty} \epsilon_{\omega, T} d\omega.$$

Поглощательной способностью называется отношение поглощенного потока излучения к падающему потоку:

$$A_{\omega, T} = \frac{W_{\omega, T}^{\text{полг}}}{W_{\omega, T}^{\text{пад}}}.$$

Смысл индексов тот же — поглощательная способность может быть разной на разных частотах и при разных температурах.

Черным телом называется тело, поглощающее все падающее на него излучение. Очевидно, поглощательная способность черного тела равна единице независимо от частоты излучения и температуры тела: $A_{\omega, T} \equiv 1$.

Заметим, что по определению черного тела оно не отражает падающее извне излучение, но конечно это не значит, что оно не может испускать свое тепловое излучение.

§ 2. Равновесное излучение

Равновесным называется излучение, находящееся в состоянии термодинамического равновесия с веществом. Примером равновесного излучения является излучение, возникающее в замкнутой полости, находящейся внутри вещества. Каждый участок стенки полости испускает в полость тепловое излучение и поглощает пришедшее на него излучение из полости. В конце концов устанавливается состояние термодинамического равновесия, когда каждый участок испускает ровно столько же, сколько и поглощает.

Рассмотрим два различных тела, имеющих одинаковую температуру. Если внутри каждого тела имеются полости, то в каждой полости устанавливается равновесное излучение (рис. 57). Спектральные плотности потока энергии излучения* в обеих полостях будут совершенно одинаковыми. Для доказательства этого соединим полости небольшим отверстием, в котором находится фильтр, пропускающий

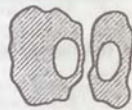


Рис. 57

* Имеется в виду спектральная плотность потока излучения, проходящего через площадку только в одном направлении.

излучение в произвольном спектральном диапазоне $[\omega, \omega + d\omega]$ (рис. 58). Если допустить, что спектральные плотности потоков энергии в полостях различны, то возникнет поток лучистой энергии от одного тела к другому, в результате чего температура одного из тел уменьшится, а другого возрастет. Но это невозможно по законам термодинамики, так как изначально температуры тел равны.

Таким образом доказано, что спектральное распределение плотности потока равновесного излучения $\epsilon_{\omega,T}^0$ не зависит ни от формы полости, ни свойств тела, и определяется только температурой. Можно считать, что равновесное излучение имеет определенную температуру — она совпадает с температурой тела, с которым это излучение находится в равновесии.



Рис. 58

§3. Закон Кирхгофа

Закон Кирхгофа для равновесного излучения устанавливает связь между спектральной светимостью тела и его поглощательной способностью. Согласно этому закону, отношение спектральной светимости равновесного теплового излучения $\epsilon_{\omega,T}$ тела к его поглощательной способности $A_{\omega,T}$ не зависит от природы тела и является универсальной функцией температуры тела и частоты; это отношение совпадает со спектральным распределением плотности потока равновесного излучения $\epsilon_{\omega,T}^0$:

$$\frac{\epsilon_{\omega,T}}{A_{\omega,T}} = \epsilon_{\omega,T}^0.$$

Для доказательства рассмотрим площадку dS тела, находящуюся в термодинамическом равновесии с излучением. Поглощенный площадкой поток излучения в спектральном интервале $[\omega, \omega + d\omega]$ очевидно равен

$$dW = \epsilon_{\omega,T}^0 \cdot A_{\omega,T} \cdot dS \cdot d\omega,$$

а излученный поток

$$dW = \epsilon_{\omega,T} \cdot dS \cdot d\omega.$$

В состоянии термодинамического равновесия эти потоки равны, откуда

$$\epsilon_{\omega,T}^0 \cdot A_{\omega,T} = \epsilon_{\omega,T}$$

или

$$\frac{\epsilon_{\omega,T}}{A_{\omega,T}} = \epsilon_{\omega,T}^0.$$

Для черного тела поглощательная способность равна единице независимо от частоты. Следовательно, спектральная светимость черного тела совпадает со спектральным распределением плотности потока равновесного излучения

$$\epsilon_{\omega,T(\text{ч.т.})} = \epsilon_{\omega,T}^0$$

(поэтому иногда равновесное излучение называют черным излучением). Нетрудно видеть, что спектральная светимость черного тела превышает спектральную светимость любого другого тела, так как поглощательная способность нечерного тела меньше единицы.

Итак, из закона Кирхгофа следует: чтобы определить спектральную светимость теплового излучения любого тела, нужно его поглощательную способность умножить на спектральную светимость черного тела.

§4. Закон смещения Вина и закон Стефана—Больцмана

Используя методы классической электродинамики и термодинамики, теоретически удалось установить, что спектральная светимость черного тела должна зависеть от частоты и температуры следующим образом:

$$\epsilon_{\omega,T}^0 = \omega^3 \cdot f\left(\frac{\omega}{T}\right),$$

но конкретный вид функции f не может быть определен на основе законов этих областей физики. (Экспериментальные исследования подтвердили этот результат.) Несмотря на то, что функция f неизвестна, из этой общей зависимости можно установить два важных закона теплового излучения.

Закон Стефана—Больцмана: светимость черного тела пропорциональна температуре черного тела в четвертой степени:

$$\epsilon_T = \int_0^{\infty} \epsilon_{\omega,T}^0 d\omega = \sigma T^4.$$

Коэффициент пропорциональности σ , определенный экспериментально, равен $5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$.

Закон смещения Вина: длина волны, соответствующая максимуму спектральной плотности излучения, обратно пропорциональна температуре (см. рис. 59):

$$\lambda_m = \frac{b}{T}.$$

Постоянная b , определенная экспериментально, равна $2,9 \cdot 10^{-3}$ м · К.

Разумеется, законы Вина и Стефана—Больцмана, наряду с величинами констант σ и b , могут быть получены из закона излучения Планка, устанавливающего точный вид спектральной светимости черного тела.

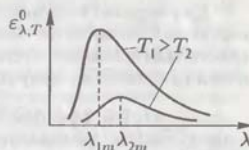


Рис. 59

§5. Закон излучения Планка

Попытка нахождения явного вида спектральной светимости черного тела основывалась на представлении о том, что тепловое излучение есть излучение входящих в состав тела элементарных осцилляторов (колеблющихся заряженных частиц). Расчеты, базирующиеся на принципах классической физики, привели к абсурдному результату — нагретое тело должно излучать бесконечно большую мощность. Теоретически определить правильную зависимость спектральной светимости от частоты и температуры удалось Планку. Он предположил, что энергия каждого элементарного осциллятора может принимать лишь значения, кратные определенной величине, в результате чего электромагнитное излучение испускается и поглощается только определенными порциями (квантами), и энергия кванта пропорциональна частоте:

$$E = \frac{h}{2\pi} \omega,$$

где h — введенная Планком константа, называемая постоянной Планка, равная $6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж · с. Гипотеза Планка полностью противоречит представлениям классической физики*.

Из гипотезы Планка следует формула Планка (или закон излучения Планка) — зависимость спектральной светимости черного тела от температуры и частоты:

$$\epsilon_{\omega,T}^0 = \frac{\omega^3 h}{4\pi^2 c^2} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{h\omega}{2\pi kT}\right) - 1}.$$

На рис. 59 приведены графики спектральной светимости для двух различных температур, которую чаще строят в зависимости не от частоты, а от длины волны.

* Гипотеза Планка послужила толчком для возникновения современной, квантовой физики.

Очевидно, что законы Стефана—Больцмана и Вина непосредственно следуют из формулы Планка. Интегрирование ее по частоте от нуля до бесконечности дает закон Стефана—Больцмана. Продифференцировав ее по длине волны и приравняв производную к нулю, т. е. найдя длину волны, соответствующую максимуму распределения Планка, можно получить закон Вина.

§6. Резюме

Тепловым излучением называется излучение, возникающее только из-за наличия у тела определенной температуры. Равновесным называется излучение, находящееся в состоянии термодинамического равновесия с веществом. Тепловое излучение может находиться в таком равновесии. Спектральное распределение плотности потока равновесного излучения зависит только от температуры.

Отношение спектральной светимости $\epsilon_{\omega,T}$ тела к его поглощательной способности $A_{\omega,T}$ не зависит от природы тела и является универсальной функцией температуры тела и частоты; эта функция совпадает со спектральным распределением плотности потока равновесного излучения $\epsilon_{\omega,T}^0$ (закон Кирхгофа). Для черного тела поглощательная способность равна единице независимо от частоты. Следовательно, спектральная светимость черного тела совпадает со спектральным распределением плотности потока равновесного излучения.

Спектральная светимость черного тела определяется формулой Планка

$$\epsilon_{\omega,T}^0 = \frac{\omega^3 h}{4\pi^2 c^2} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{h\omega}{2\pi kT}\right) - 1}.$$

Она получена на основе квантовых представлений, согласно которым электромагнитное излучение испускается и поглощается только определенными порциями (квантами), и энергия кванта равна

$$E = \frac{h}{2\pi} \omega,$$

где ω — частота, h — постоянная Планка.

Из формулы Планка следует закон Вина: длина волны, соответствующая максимуму спектральной плотности излучения, обратно пропорциональна температуре

$$\lambda_m = \frac{b}{T},$$

и закон Стефана—Больцмана: светимость черного тела пропорциональна температуре черного тела в четвертой степени:

$$\varepsilon_T = \int_0^{\infty} \varepsilon_{\omega,T} d\omega = \sigma T^4.$$

Глава 9

ФОТОЭФФЕКТ И КВАНТОВАЯ ПРИРОДА СВЕТА

§ 1. Законы фотоэффекта

Фотоэффектом (точнее, внешним фотоэффектом) называется испускание веществом электронов под действием света. Важнейшие законы фотоэффекта были изучены на установке, схематически изображенной на рис. 60. Вещество (1) находится в вакуумированной стеклянной колбе (2). На него падает свет (3) с интенсивностью W и частотой ω . Испущенные веществом электроны попадают на анод (4), в результате чего в цепи возникает электрический ток, измеряемый амперметром A . В цепь включен также источник напряжения U .

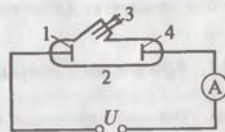


Рис. 60

1) При неизменных условиях освещения, т. е. при постоянных значениях интенсивности света W и частоты ω , сила тока, измеряемая амперметром, зависит от напряжения U (рис. 61). При увеличении напряжения сила тока стремится к постоянному значению (току насыщения $I_{\text{нас}}$). Если напряжение меньше, чем напряжение задержки U_3 , фототок отсутствует.

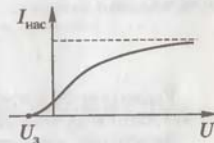


Рис. 61

2) Абсолютная величина напряжения задержки U_3 , при котором ток полностью прекращается, линейно зависит от частоты света ω (рис. 62).

3) Если частота света не меняется, то величина тока насыщения $I_{\text{нас}}$ прямо пропорциональна интенсивности света W (рис. 63).

4) Совершенно непонятна с точки зрения классической физики зависимость тока насыщения от частоты света (рис. 64): если частота света меньше определенной величины, зависящей от вещества, то фотоэффект не возникает даже при очень большой интен-

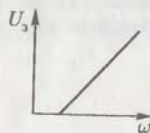


Рис. 62

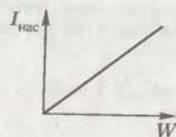


Рис. 63

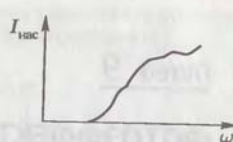


Рис. 64

сивности света (это явление называется красной границей фотоэффекта). Из представления же о свете как об электромагнитной волне следует, что если амплитуда электрического поля волны достаточно велика, то действующая на электрон со стороны волны сила способна «вырвать» электрон из вещества при любой частоте волны.

§2. Уравнение Эйнштейна

Экспериментально установленные законы фотоэффекта были объяснены Эйнштейном на основе квантовых представлений о свете. Согласно этим представлениям (в дальнейшем несколько уточненным), свет не только испускается, но и поглощается отдельными квантами (фотонами). Энергия одного фотона, равная $\frac{h}{2\pi}\omega$, передается электрону. Эта энергия расходуется на «вырывание» электрона из вещества (работу выхода A) и на сообщение ему кинетической энергии:

$$\frac{h}{2\pi}\omega = A + \frac{mv^2}{2}.$$

Уравнение Эйнштейна объясняет установленные экспериментально законы фотоэффекта.

Электроны, «выбитые» из вещества фотонами, обладают кинетической энергией, не превышающей $\frac{h}{2\pi}\omega - A$. Если на анод подается достаточно высокое напряжение U , практически все электроны притягиваются анодом. Поэтому дальнейшее повышение напряжения почти не увеличивает ток в цепи; таким образом, при повышении напряжения сила тока стремится к постоянному значению (току насыщения). Если же на анод подается не слишком большое отрицательное напряжение, некоторые электроны все-таки могут попасть на анод. При напряжении задержки, равном

$$U_3 = \frac{\frac{h}{2\pi}\omega - A}{e},$$

где e — заряд электрона, ни один из электронов не может достичь анода и ток становится равным нулю (рис. 61). Последняя формула соответствует зависимости, график которой приведен на рис. 62.

Количество фотоэлектронов пропорционально количеству поглощенных веществом фотонов, поэтому ток насыщения прямо пропорционален интенсивности света (рис. 63).

Если энергия одного фотона меньше работы выхода A , т. е. если

$$\frac{h}{2\pi}\omega < A,$$

электроны не могут быть «выбиты» из вещества и ток равен нулю (рис. 64).

§3. Энергия и импульс фотона

Итак, при фотоэффекте пучок света, взаимодействуя с веществом, ведет себя как поток частиц. Эти частицы получили название фотонов.

Энергия E фотона связана с частотой ω соотношением $\frac{h}{2\pi}\omega = E$. Согласно теории относительности, импульс частицы по абсолютной величине равен энергии, деленной на скорость:

$$p = \frac{E}{c} = \frac{h}{2\pi} \frac{\omega}{c}.$$

Учитывая связь между длиной волны и частотой

$$\lambda = \frac{2\pi c}{\omega},$$

получаем, что импульс фотона численно равен постоянной Планка, деленной на длину волны:

$$p = \frac{E}{c} = \frac{h}{2\pi} \frac{\omega}{c} = \frac{h}{\lambda}.$$

§4. Фотон и электромагнитные волны

Исследования показали, что не только при фотоэффекте, но и при любом взаимодействии с веществом, свет *всегда* ведет себя как поток фотонов. Возникает вопрос: что же в действительности представляет собой свет — электромагнитные волны или частицы? С одной стороны, представление о свете как об электромагнитных волнах прекрасно объясняет такие экспериментально

наблюдаемые явления, как интерференция, дифракция, двойное лучепреломление, отражение и т. п. С другой стороны, любой достаточно чувствительный прибор всегда регистрирует свет как неделимые частицы (очень чувствительные приборы надежно регистрируют отдельные фотоны).

Ответ на этот вопрос дает квантовая электродинамика — область физики, возникшая в конце двадцатых годов XX века, и блестяще подтвержденная на опыте. Математический аппарат квантовой теории является весьма сложным, а ее основные положения — непривычными (не соответствующими обычным представлениям) и базирующимися на вероятностных законах. Согласно квантовой теории, наглядные классические представления о частицах и волнах, вообще говоря, несправедливы. В действительности явления интерференции и дифракции присущи и частицам; с другой стороны, понятие траектории (и вообще точной пространственной локализации) к фотонам и другим элементарным частицам практически не применимо.

Используя же наглядные представления, на вопрос о природе света ответ можно дать в двух формулировках, в действительности, т. е. с позиции правильных квантовых представлений, совершенно эквивалентных. С одной стороны, свет можно считать частицами, подчиняющимися волновым законам, в частности способными интерферировать сами с собой. С другой стороны, свет можно представить как возбужденное состояние поля, причем это возбужденное состояние ведет себя в некотором смысле аналогично классическим частицам.



Уважаемые авторы и издатели!

Межиздательский дистрибьюторский центр научной литературы, созданный при издательстве УРСС, приглашает авторов, издательства и другие организации к взаимовыгодному сотрудничеству по вопросам распространения печатной продукции.

Межиздательский дистрибьюторский центр научной литературы ведет работу по распространению книг ряда авторов и нескольких издательств, среди которых московские издательства УРСС, «МЦНМО» (Московский Центр непрерывного математического образования) «Янус», «Факториал», издательство Санкт-Петербургского университета и др.

Уважаемые читатели! Уважаемые авторы!

Издательство УРСС специализируется на выпуске учебной и научной литературы, в том числе монографий, журналов, трудов ученых Российской академии наук, научно-исследовательских институтов и учебных заведений.

Основываясь на широком и плодотворном сотрудничестве с Российским гуманитарным научным фондом и Российским фондом фундаментальных исследований, мы предлагаем авторам свои услуги на выгодных экономических условиях. При этом мы берем на себя весь спектр работ по полной подготовке издания — от набора, редактирования и верстки до тиражирования и распространения.

Книги, распространяемые Межиздательским дистрибьюторским центром научной литературы, можно приобрести в магазинах:

- «Библио-Глобус» (м. Лубянка, ул. Мясницкая, 6. Тел. 928-87-44)
- «Дом научно-технической книги» (Ленинский пр., 40. Тел. 137-06-33)
- «Московский дом книги» (ул. Новый Арбат, 8. Тел. 290-45-07)
- «Москва» (м. Охотный ряд, ул. Тверская, 8. Тел. 229-66-43)
- «Академкнига» (Б. Черкасский пер., 9; ул. Вавилова, 55. Тел. 298-30-28)
- «Ad Marginem» (1-й Новокузнецкий пер., 5/7. Тел. 231-93-60)
- «Русский путь» (ул. Нижняя Радищевская, 2. Тел. 915-10-47)
- «Гнозис» (Тел. 247-17-57)
- «С.-Пб. дом книги» (Невский пр., 28)

а также в книжных киосках МГУ (Воробьевы горы)

По всем интересующим Вас вопросам
Вы можете обратиться в издательство:
тел./факс 135-44-23, тел. 135-42-46
или электронной почтой urss@urss.ru
Полный каталог изданий представлен
в Internet-магазине: <http://urss.ru>





Книги УРСС издательства

Боярук А.К., Гай Я.Г., Головач Г.П., Ляко И.И. Справочное пособие по высшей математике (Антилевинович). Т.1-5.

Боровков А.А. Теория вероятностей.

Боровков А.А. Эргодичность и устойчивость.

Дубровин Б.А., Новиков С.П., Фомин А.Т.

Современная геометрия. Методы и приложения. Т.1,2.

Сурин В.Г. Рождение звезд.

Эвессон Л.Э. Дифференциальные уравнения и вариационное исчисление.

Маслов В.П., Шведов О.Ю. Метод комплексного роста в задаче многих частиц и квантовой теории поля.

Рубаляк В.А. Классические калибровочные поля.

Кузнецов Е.А. Сборник задач по миниматическим методам физики.

Неретин Ю.А. Категории симметрий и бесконечномерные группы.

Волобуев И.П., Кубышин Ю.А. Дифференциальная геометрия и алгебры Ли и их приложения в теории поля.

Сарданашвили Г.А. Современные методы теории поля. Т.1-4.

Шикан Г.И. Основы теории солитонов в общей теории относительности.

Карпан Э., Козлов В.В. Интегральные инварианты. РХД 1.

Басинин А.В., Фоминко А.Т. Геометрия и топология интегрируемых геодезических потоков на поверхностях. РХД 2.

Морозов А.Д., Драгунов Т.Н., Бойкова С.А., Малышева О.В.

Инвариантные множества динамических систем в Windows. РХД 3.

Гейзенберг В. Избранные научные труды. Ч.1,2.

Победра Б.Е., Георгиевский Д.В. Лекции по теории упругости.

Шныглевский Ю.Д. Аналитические исследования динамики газа и жидкости.

Труды Московского Математического Общества. №57-60. Ред. Олейник О.А.

Малинецкий Г.Г., Потанов А.Б. Современные проблемы нелинейной динамики.

Лобанов Е.В. Феноменологические модели деформируемых сверхпроводников.

Гетлинг А.В. Конвекция Рэлея-Бенара. Структуры и динамика.

Арнольд В.И., Козлов В.В., Нейштадт А.И. Математические аспекты классической и небесной механики.

Арнольд В.И. Математические методы классической механики.

Самарский А.А., Вовицкий П.И. Численные методы решения задач конвекции-диффузии.

Каратаев А.В. Устойчивость стационарных движений.

Пригожин И., Стенгерс И. Время. Хаос. Квант.

Пригожин И., Стенгерс И. Порядок из хаоса.

Квасников И.А. Молекулярная физика.

Гнеденко Б.В. Математика и жизнь.

Шикан Г.И. От игр к играм.

Internet-магазин <http://urss.ru>



Готовимся сдать

Небольшая по объему книга, подготовленная профессором А.В.Шепелевым на основе многолетнего опыта преподавания в вузе, охватывает практически всю программу раздела «Оптика» курса общей физики для студентов технических вузов. Каждая тема разбита на большое число параграфов и заканчивается кратким резюме. Это облегчает регулярную работу и позволяет быстро подготовиться к коллоквиумам, зачетам и экзаменам.



9 785836 001414 >

Эдиториал УРСС
научная и учебная литература



Тел./факс: 7(095)135-44-23

Тел./факс: 7(095)135-42-46

E-mail: urss@urss.ru

Каталог изданий в Internet: <http://urss.ru>